PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. 1. Mai 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 10 am 4. Mai 1904.

INHALT.

(R. = Referat, B. = Besprechung.)

Seite

Bernini, A., Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums 241
Braunscher Sender: Zur Theorie des —, v. L. Mandelstam 245
Brechung: Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn A. Schmidt: Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch —, v. H. Seeliger 237
Cassuto, L., Über die Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten. I 233
Elektrisch: Über den Einfluss der Temperatur auf die — Leitfähigkeit des Natriums, v. A. Bernini . . 241
Elektrisch: Die — Strömung in Flammen zwischen nahen Elektroden, v. F. L. Tufts u. J. Stark . . 248
Elektroden: Die elektrische Strömung in Flammen zwischen nahen —, v. F. L. Tufts u. J. Stark . 248
Elster, J. u. H. Geitel, Über eine verbesserte Form des Zinkkugelphotometers zur Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung 238
Flammen: Die elektrische Strömung in — zwischen nahen Elektroden, v. F. L. Tufts u. J. Stark . . 248
Gase: Über die Löslichkeit von — in Flüssigkeiten. I, v. L. Cassuto 233
Geitel, H. u. J. Elster, Über eine verbesserte Form des Zinkkugelphotometers zur Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung 238
Helligkeitsabnahme: Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn A. Schmidt: Beobachtung der — durch Brechung, v. H. Seeliger 237
Heydweiller, A., Über Villaris kritischen Punkt beim Nickel. (Entgegnung an die Herren Honda und Shimizu) 255
Honda, K. u. S. Shimizu, Über das Vorhandensein von Villaris kritischem Punkt bei Nickel . . . 254
Kritischer Punkt: Über das Vorhandensein von Villaris — bei Nickel, v. K. Honda u. S. Shimizu . . 254
— Über Villaris — beim Nickel. (Entgegnung an die Herren Honda u. Shimizu), v. A. Heydweiller 255
Küster, F. W., Logarithmische Rechentafeln für Chemiker. (B.) 256
Leitfähigkeit: Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische — des Natriums, v. A. Bernini . . 241
Logarithmische Rechentafeln für Chemiker, v. F. W. Küster. (B.) 256
Löslichkeit: Über die — von Gasen in Flüssigkeiten. I, v. L. Cassuto 233
Mandelstam, L., Zur Theorie des Braunschen Senders 245
Natrium: Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des —, v. A. Bernini . . 241
Personalien 256
Photometer: Über eine verbesserte Form des Zinkkugel- — zur Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung, v. J. Elster u. H. Geitel 238
Pisa: Mitteilungen aus dem physik. Institute der Universität —. No. 21 233
Preisaufgaben 256
Rechentafeln: Logarithmische — für Chemiker, v. F. W. Küster. (B.) 256
Schmidt, A., Bemerkung zu seinem Aufsatz: Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung, v. H. Seeliger 237
Seeliger, H., Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn A. Schmidt: Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung 237
Shimizu, S. u. K. Honda, Über das Vorhandensein von Villaris kritischem Punkt bei Nickel . . . 254
Stark, J. u. F. L. Tufts, Die elektrische Strömung in Flammen zwischen nahen Elektroden 248
Temperatur: Über den Einfluss der — auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums, v. A. Bernini . . . 241
Tufts, F. L. u. J. Stark, Die elektrische Strömung in Flammen zwischen nahen Elektroden 248
Ultraviolett: Über eine verbesserte Form des Zinkkugelphotometers zur Bestimmung der — Sonnenstrahlung, v. J. Elster u. H. Geitel 238
Villari: Über das Vorhandensein von — kritischem Punkt bei Nickel, v. K. Honda u. S. Shimizu . 254
— Über — kritischen Punkt beim Nickel. (Entgegnung an die Herren Honda u. Shimizu), v. A. Heydweiller 255

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 21[1]): Leonardo Cassuto, Über die Löslichkeit von Gasen in Flüssigkeiten. I. Teil: Versuche bis zu 10 Atmosphären.

1. Absorptionsmesser. Der bei diesen Versuchen verwendete Absorptionsmesser besteht aus einer etwa 130 cm langen Röhre A von 0,9 cm Durchmesser mit genauer Millimeter-Einteilung und Kalibrierung. Diese zugespitzte und in ihrem unteren Teil gebogene Röhre (Fig. 1) steht an ihrem andern Ende mittels einer dickwandigen, zweimal rechtwinkelig geknickten Glasröhre mit einem etwa 16 cm langen, cylindrischen Glasgefäss B von etwa 25 cm³ Inhalt in Verbindung. Auch diese Röhre ist an ihrem untersten Teile zugespitzt und enthält einen Hohlcylinder aus weichem Eisen, der völlig mit Glas umhüllt ist; hierdurch wird verhindert, dass Gas und Flüssigkeit bei ihrer Einwirkung aufs Eisen die Versuchsresultate fälschen können. Dieser Teil des Apparats dient dazu, die im Absorptionsmesser enthaltene Flüssigkeit während der Versuchsdauer zu bewegen; zur Erreichung dieses Zwecks ist aussen an B, gestützt von einer kräftigen Konsole, eine Spule Kupferdraht angebracht, welche von einem durch ein Pendel periodisch unterbrochenen Strome passiert wird. Hierdurch geht das Eisenröhrchen in der Flüssigkeit auf und nieder und setzt sie in Bewegung.

Um den Absorptionsmesser A an die Pumpe anzuschliessen, befestigte ich sein Ende mit Marineleim an eine Eisenhülse M, welche dann an ein Verbindungsstück der Pumpe befestigt wird.

1) Nr. 20: diese Zeitschrift **5**, 147, 1904.

2. Füllung des Absorptionsmessers. Das in geeigneter Weise gereinigte Versuchsgas wird in die untere Dille des Absorptionsmessers eingelassen; die Füllung wird nach Cailletet ausgeführt. Zwischen die letzte Waschflasche und den Absorptionsmesser schaltete ich ein kleines offenes Manometer ein, das aus zwei durch eine starke Gummiröhre miteinander verbundenen Glasröhrchen hergestellt war. Dieses Manometer zeigt zu jeder Zeit

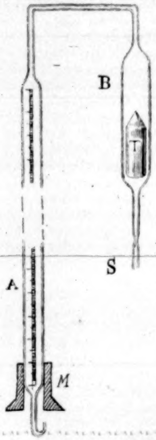


Fig. 1.

den Druck des Gases, welches in den Absorptionsmesser einströmt, an. Ich habe die Entwickelung des Gases auf mehrere Stunden verlängert, um sicher zu sein, dass alle Luft herausgetrieben wäre; dann rief ich durch Bewegung des einen Armes des Manometers einen Luftzug im Absorptionsmesser hervor, so dass dadurch aus S eine abgewogene Menge destilliertes und luftfrei gemachtes Wasser hereinkam. Ich schmolz nun die enghalsige Stelle S des Absorptionsmessers zu und brachte ihn in eine vertikale Lage, damit der schon vorher eingeführte Quecksilbertropfen jede Verbindung nach aussen abschnitte.

Bei den letzten Versuchen zog ich es vor, den Arm B mittels eines guten Geisslerschen Hahnes abzuschliessen; ich trug Sorge, dass das Quecksilber dann bis zu einer Säule von wenigstens 2 cm über dem Hahne stand.

3. Druckpumpe und Manometer. Die von mir benutzte Druckpumpe (Fig. 2) ist identisch mit der von Regnault bei seinen klassischen Versuchen über die Kompressibilität der Gase verwendeten. An das rechtsseitige Röhrensystem ist mittels der bekannten Verbindungen vom Typus Regnault das unterste Ende eines offenen Manometers angebracht, das aus vier je zwei Meter langen Glasröhren besteht, die durch besagte Zusammenschlüsse verbunden sind.

Der Manometer ist in solider Weise an eine dicke festgemauerte Tafel aus Tannenholz befestigt, die sich vertikal aus dem Erdgeschoss bis in den zweiten Stock des physikalischen Institutes der Universität Pisa erhebt. Um die Höhen des Quecksilbers in der manometrischen

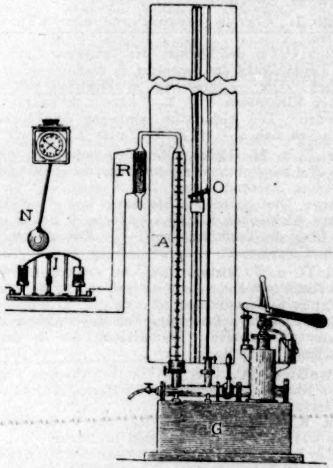


Fig. 2.

Röhre abzulesen, liess ich an dieselbe tannene Tafel einen langen Balken aus englischem Fichtenholz den Glasröhren des Manometers parallel festmachen, welcher auf seiner vorderen Seite eine schwalbenschwanzartige Auskehlung trägt In diese Auskehlung ist ein langer, dicker, mit einem vorzüglichen Kathetometer kalibrierter Kupferstreifen mit Millimetereinteilung eingelassen und befestigt.

An dem Fichtenbalken entlang geht ein Laufbrett, welches ein Mikroskop und eine Wasserwage trägt; eine Druckschraube hält es in der bestimmten Höhe. Eine andre Schraube von 1 mm Ganghöhe giebt dem Fernrohr die kleinen Verschiebungen, die nötig sind, um das Mikrometer genau auf die Höhe der obersten Erhebungen des Quecksilbermeniskus einzustellen.

Das Mikroskop befindet sich zwischen dem Manometerrohr und dem Kupferstreifen; es steht so, dass mittels einer kleinen Drehung in einer horizontalen Ebene sowohl die Einteilung der Skala, wie der Meniskus des Quecksilbers sich im Brennpunkt befinden. Man er-

reicht die verschiedenen Höhen zu den nötigen Ablesungen mit einer einfachen Handleiter.

4. Versuche. Die allgemeine Anordnung der Apparate wird durch Fig. 2 veranschaulicht. Ist der Absorptionsmesser AR an die Druckpumpe angeschlossen, so lässt man den Rührer in kurzen Intervallen funktionieren, um dadurch die übermässige Erhitzung des Kupferdrahtes des Rührers zu vermeiden; sogleich danach lässt man das Quecksilber langsam in das Manometer O und hierauf in den Absorptionsmesser steigen. Nun schliesst man den Verbindungshahn mit der Pumpe, und während die Rührvorrichtung beständig funktioniert, folgt man aus der Entfernung mit dem Fernrohr der Bewegung des Quecksilbers im Arme A des Absorptionsmessers. Hört das Quecksilber auf zu steigen, so macht man alle nötigen Ablesungen; nachher wird der Druck gesteigert und die Versuche werden fortgesetzt.

5. Koeffizient der Löslichkeit. Es ist bekannt, dass Bunsen — auf Grund der Betrachtung, dass ein gegebenes Gas von einer Flüssigkeit, auf die es keine chemische Wirkung ausübt, in wechselnder Menge absorbiert wird, welche abhängt 1. von der Natur des Gases und der absorbierenden Flüssigkeit; 2. von der Temperatur; 3. von dem auf das Gas wirkenden Drucke — den Absorptionskoeffizienten β definierte als das Volumen des Gases, reduziert auf 0^0 und 760 mm, das von einem Kubikcentimeter Flüssigkeit unter gleichem Druck absorbiert wird. Man hat diese Definition noch nicht völlig aufgegeben, aber sicherlich ist es richtiger, das Volumen zu betrachten, welches das Gas bei der Temperatur einnimmt, bei der die Löslichkeit festgestellt worden ist. Ich habe mich deshalb der Ostwaldschen Definition bedient, nach welcher der Koeffizient der Löslichkeit, oder einfacher die Löslichkeit λ durch die Beziehung $\frac{V}{v}$ definiert wird; v ist das Flüssigkeitsvolumen, welches ein Gasvolumen V gelöst hat, bei der Temperatur und dem Drucke gemessen, unter dem die Absorption vor sich gegangen ist.

6. Resultate. In nachstehenden Tabellen sind die Ergebnisse meiner Versuche über die Löslichkeit des Wasserstoffs, des Sauerstoffs, des Stickstoffs und des Kohlenstoffoxyds im Wasser bis zu einem Druck von 10 Atmosphären niedergelegt. Die Spalten P und λ enthalten die Grössen des Quecksilberdruckes in Metern und den Löslichkeitskoeffizienten. Die Grössen von λ, bei mittlerer Temperatur berechnet, sind bei jedem Versuch bis zur fünften Dezimalstelle ausgerechnet worden, doch ist die letzte Zahl wegen der unvermeidlichen experimentellen Fehler nicht absolut sicher. In der That, wenn wir auf die Fehlerquellen, welche auf die Resultate keinen Einfluss haben, nicht erst eingehen, so bleibt doch die Volumensveränderung des Versuchsgefässes. Geeignete Versuche haben gezeigt, dass diese Veränderungen bis zu einem Maximum von $^1/_{1000}$ des Gesamtvolumens steigen.

Wasserstoff. Das Gas ist durch Einwirkung von verdünnter Schwefelsäure auf reines Zink zubereitet worden, und hat dann zum Zwecke seiner Reinigung eine Reihe von Waschflaschen passiert.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 32,320 cm³. Mittl. Temp. 19⁰5.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9010	0,01798	10	3,3926	0,01789
2	0,9967	0,01796	11	4,1405	0,01776
3	1,0809	0,01799	12	4,6629	0,01761
4	1,2133	0,01800	13	5,4705	0,01748
5	1,3711	0,01794	14	5,9580	0,01725
6	1,5448	0,01791	15	6,6507	0,01706
7	1,8002	0,01793	16	7,4548	0,01674
8	2,5208	0,01793	17	7,8783	0,01652
9	2,9971	0,01795	18	8,2439	0,01632

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 32,007 cm³. Mittlere Temperatur 23⁰.

N	P	λ	N	P	λ
1	1,1154	0,01736	8	4,6220	0,01716
2	1,3758	0,01739	9	5,1130	0,01702
3	1,7416	0,01733	10	5,9702	0,01687
4	2,1712	0,01731	11	7,1920	0,01649
5	2,8724	0,01734	12	7,4493	0,01631
6	3,4115	0,01732	13	7,8696	0,01618
7	4,0229	0,01728	14	8,1931	0,01603

Sauerstoff. Das Gas war das durch industrielle, elektrolytische Prozesse gewonnene; durch Passieren eines glühenden Platinschwammes war es gereinigt worden.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 33,320 cm³. Mittlere Temperatur 23⁰.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9595	0,02937	10	4,2504	0,02872
2	1,0941	0,02939	11	4,6301	0,02855
3	1,2883	0,02938	12	5,1360	0,02832
4	1,4976	0,02935	13	5,6973	0,02818
5	1,7638	0,02939	14	6,1857	0,02797
6	2,0838	0,02931	15	6,7343	0,02772
7	2,5011	0,02928	16	7,3051	0,02741
8	3,0402	0,02909	17	7,7138	0,02729
9	3,8675	0,02886	18	8,1406	0,02708

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 32,003 cm^3. Mittlere Temperatur 25°9.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,8611	0,02848	11	3,9133	0,02798
2	0,9808	0,02849	12	4,2720	0,02785
3	1,0833	0,02846	13	4,6905	0,02776
4	1,2039	0,02842	14	5,0559	0,02762
5	1,4112	0,02845	15	5,6141	0,02749
6	1,6602	0,02847	16	6,0120	0,02734
7	2,3854	0,02831	17	6,5687	0,02719
8	2,6482	0,02826	18	7,1056	0,02687
9	2,8995	0,02816	19	7,4729	0,02676
10	3,2883	0,02803	20	8,1889	0,02645

Stickstoff. Dieses Gas ist durch die bekannte Reaktion des Kaliumnitrats auf Ammonium-Chlorid und Kalium-Bichromat erhalten und durch Passieren rotglühender Kupferspäne gereinigt worden.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 33,134 cm^3. Mittlere Temperarur 19°4.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,8910	0,01617	9	4,1382	0,01561
2	1,0453	0,01616	10	4,5958	0,01554
3	1,2488	0,01611	11	5,1163	0,01546
4	1,4764	0,01608	12	5,8349	0,01528
5	1,8111	0,01602	13	6,2767	0,01515
6	2,3961	0,01597	14	7,1059	0,01499
7	2,9074	0,01585	15	7,5815	0,01487
8	3,3411	0,01579	16	8,1074	0,01473

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 32,152 cm^3. Mittlere Temperatur 24°9.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,8977	0,01498	9	4,0947	0,01440
2	1,0129	0,01493	10	4,5581	0,01434
3	1,1887	0,01491	11	5,0529	0,01426
4	1,5573	0,01487	12	5,5935	0,01413
5	1,9846	0,01482	13	6,1956	0,01408
6	2,5171	0,01478	14	7,0333	0,01382
7	2,8781	0,01463	15	7,5596	0,01377
8	3,2956	0,01455	16	4,1846	0,01369

Kohlenoxyd. Das Gas wird durch Erhitzung von Oxalsäure mit konzentrierter Schwefelsäure gewonnen. Wie bekannt, erhält man gleiche Volumina von CO und von CO_2; um letztere vollständig auszuscheiden, liess ich die Mischung eine Reihe Waschflaschen, die mit Natronlauge gefüllt waren, passieren und füllte damit auch den Gasometer.

Indem das Gas nun Blase nach Blase durch eine dicke Schicht Natronlauge hindurchging, verlor es die letzten Spuren von CO_2. Um über die Reinheit des Kohlenoxyds aber völlig sicher zu sein, liess ich es stundenlang bei der Natronlauge unter Druck im Gasometer und schüttete es unter Anwendung derselben Vorsichtsmassregeln verschiedene Male um. Zur Füllung des Absorptionsmessers that ich in die letzte Waschflasche Kalkwasser, welches stets klar blieb und damit bewies, dass das Kohlensäureanhydrid vollständig absorbiert war.

Serie I.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 30,830 cm^3. Mittlere Temperatur 17°7.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9202	0,02791	9	4,6017	0,02763
2	1,1438	0,02787	10	5,1953	0,02761
3	1,4624	0,02786	11	5,8717	0,02756
4	1,7986	0,02783	12	6,5462	0,02744
5	2,3659	0,02782	13	7,0983	0,02738
6	2,8390	0,02776	14	7,6470	0,02723
7	3,2622	0,02771	15	8,0184	0,02715
8	4,0114	0,02770			

Serie II.

Volumen der absorbierenden Flüssigkeit 31,939 cm^3. Mittlere Temperatur 19°.

N	P	λ	N	P	λ
1	0,9176	0,02716	8	3,9311	0,02689
2	1,1506	0,02717	9	4,4584	0,02680
3	1,3897	0,02715	10	5,2470	0,02673
4	1,7044	0,02712	11	6,0346	0,02665
5	2,1239	0,02708	12	6,6303	0,02654
6	2,7173	0,02701	13	7,1842	0,02636
7	3,2576	0,02693	14	7,9542	0,02617

7. Schlussfolgerungen. Aus der Prüfung obiger Tabellen geht folgendes hervor.

1. Die Löslichkeits-Koeffizienten der Gase *H, O, N* und *CO* im Wasser bei Drucken von nahezu einer Atmosphäre sind annähernd konstant.

2. Bei Steigerung des Druckes nimmt die Löslichkeit ab, indem sie vom Henryschen Gesetze in analoger Weise abweicht, wie es Wroblewski für die Löslichkeit des Kohlensäureanhydrids in Wasser gefunden hat. Diese Abweichung ist um so stärker, je grösser der Druck ist, dem die Gase ausgesetzt sind.

3. Die Ergebnisse von Bohr und Boeh über die Verminderung der Löslichkeit der Gase bei zunehmender Temperatur finden ihre Bestätigung.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 12. Januar 1904.)

Bemerkung zu dem Aufsatz des Herrn A. Schmidt: „Beobachtung der Helligkeitsabnahme durch Brechung."[1])

Von H. Seeliger.

Herr A. Schmidt hat nunmehr in fünf Aufsätzen[2]) über die Verteilung der Helligkeit auf der Sonnenscheibe Aufschluss zu geben versucht. Ich habe die richtige Lösung der sich hierbei darbietenden mathematischen Aufgabe gegeben[3]), ohne auf die in ihrem Ansatze unzulängliche, in der Ausführung vollständig verfehlte Behandlung von seiten des Herrn Schmidt, des Näheren einzugehen. Auch jetzt würde ich auf die Sache nicht zurückkommen, da ich meinen Entwickelungen nichts hinzuzufügen habe, wenn nicht Herr Schmidt, nach so vielen Irrungen, auf einen Punkt gestossen wäre, der in der That einer Diskussion wert und der Aufklärung bedürftig ist. Wenn Herr Schmidt sich auf die Bemerkung beschränkt hätte, der Transport der Energie in einen Strahlenbündel in einem kontinuierlich veränderlichen Medium, sei bisher nicht oder wenigstens nicht einwandsfrei untersucht worden, so hätte er damit zwar nichts Neues gesagt, denn diese Lücke ist jedem, der sich mit ähnlichen Gegenständen auch nur oberflächlich beschäftigt hat, so auch mir seit Jahren, bekannt, aber seine Behauptung wäre richtig gewesen. Wenn er aber weiter geht und behauptet, dass durch die Krümmung des Strahles allein ein beträchtlicher Verlust an Energie entstehen müsse und wenn er diesen Verlust durch eine Formel misst, der selbst der geringste Schein von Berechtigung fehlt, so ist dies eine rein subjektive Meinungsäusserung ohne irgendwelches Gewicht. Seine Behauptung ist aber auch absolut falsch und widerspricht, wie mir vor einiger Zeit zu zeigen gelungen ist, den Gesetzen der Lichtbewegung. Ich halte es für angemessen, auf diesen allerdings wichtigen Punkt mit wenigen Worten einzugehen, indem ich die Beurteilung des Wertes aller anderen Bemerkungen des Herrn A. Schmidt den sachverständigen Lesern dieser Zeitschrift überlasse.

Die Theorie der Lichtbewegung in einem Medium von kontinuierlich veränderlicher Dichtigkeit ist bekanntlich nicht einfach und erheischt mathematische Entwickelungen in grösserem Umfang. Sie ist bisher verhältnismässig wenig ausgebildet worden, aus Gründen, die nicht allzu fern liegen. Sie hat nämlich für den Physiker eine weit geringere Wichtigkeit wie für den Astronomen und die Behandlung astrophysikalischer Probleme ist erst in allerneuester Zeit in den Vordergrund des wissenschaftlichen Interesses getreten. Zudem bietet die Entwickelung der genannten Theorie in ihrer vollständigen Allgemeinheit fast unübersteigliche Schwierigkeiten, welche in vielen Punkten eine Einsicht in die Einzelheiten der Erscheinung — wie übrigens eigentlich selbstverständlich ist — unmöglich machen. Indessen hat doch eine etwas eingehendere Betrachtung, die mir durchzuführen gelungen ist, manches allgemeine Resultat zu gewinnen erlaubt und gezeigt, dass man durch Annäherungen an die faktisch vorkommenden Verhältnisse, z. B. wie sie die Atmophären der Himmelskörper darbieten, zwar nicht absolut genaue, brauchbare Formeln für die Wellenbewegung des Lichtes erlangt, aber doch mit einer solchen Annäherung an die Wahrheit, dass man behaupten darf, damit den Anforderungen der Beobachtung so gut wie mathematisch genau entsprechen zu können. Ich werde meine nunmehr abgeschlossenen Entwickelungen demnächst ausführlich veröffentlichen und behalte mir vor, hierbei eingehend auch darauf zurückzukommen, was ich hier nur mit wenigen Worten mitteilen kann. Nur das, was die angeregte Frage direkt betrifft, soll hier erwähnt werden.

Welche Lichttheorie man zum Ausgangspunkt zu wählen hat, kann bei den Erfolgen der elektromagnetischen Theorie nicht zweifelhaft sein: zudem bietet sie die relativ einfachsten und durchsichtigsten Grundlagen dar. Nimmt man nun ein unendlich dünnes Strahlenbündel, das die von einem leuchtenden Gebilde, insbesondere von einem leuchtenden Punkt ausgehende Lichtbewegung umschliesst, so wird dieses bei dem weiteren Durchgang durch das kontinuierliche Medium bald zusammengeschnürt, bald auseinandergezogen. In einem beliebigen Punkte (x, y, z), wo die Richtungswinkel des Strahles α, β, γ sind, wird nun der Querschnitt σ des Bündels durch die Differentialgleichung

$$\frac{\partial \log \sigma}{\partial s} = \delta_1$$

bestimmt. Der Differentialquotient ist nach der Richtung des Strahles s zu nehmen und δ_1 bedeutet den Ausdruck:

$$\delta_1 = \frac{\partial \cos\alpha}{\partial x} + \frac{\partial \cos\beta}{\partial y} + \frac{\partial \cos\gamma}{\partial z}.$$

Hieraus folgt unter anderem folgendes. Nennt man Ω die Öffnung des von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlenbündels, so wird

$$\log\frac{\sigma}{\Omega} = \lim\left[2\log r + \int_r^s \delta_1\, ds\right],$$

wobei der Limes für $r = 0$ zu nehmen und das Integral auf den Strahlenweg auszudehnen ist. Aus dieser Formel ergiebt sich, nebenbei be-

1) Diese Zeitschrift 5, 67, 1904.
2) Desgl. 4, 282, 341, 453, 476, 1903; 5, 67, 1904.
3) Desgl. 4, 343, 1903.

merkt, ein einfacher Zusammenhang mit dem Clausiusschen Satze, auf den Herr Straubel[1]) aufmerksam gemacht hat und der in einer spezielleren Gestalt in meinem Aufsatz[2]) erscheint.

Es sei nun weiter T die Schwingungsdauer einer sinusartigen Wellenbewegung, n der Brechungsquotient, der also eine stetige Funktion des Ortes sein soll, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Ferner soll gesetzt werden

$$\mu = \frac{2\pi}{cT} \cdot n.$$

Den Maxwellschen Gleichungen für die Komponenten X, Y, Z der elektrischen Kraft, die den Lichtvektor bestimmen soll, kann nun genügt werden durch den Ansatz:

$$X = A \cos \frac{2\pi t}{T} + A_1 \sin \frac{2\pi t}{T}$$

$$Y = B \cos \frac{2\pi t}{T} + B_1 \sin \frac{2\pi t}{T}$$

$$Z = C \cos \frac{2\pi t}{T} + C_1 \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

Die A, B, C etc. sind Lösungen gewisser partieller Differentialgleichungen, die hier nicht angeführt werden sollen. Man kann nun setzen

$$A = a \cos \xi, \; B = b \cos \xi, \; C = c \cos \xi$$
$$A_1 = a_1 \sin \xi, \; B_1 = b_1 \sin \xi, \; C = c_1 \sin \xi.$$

wo $\xi = \int \mu \, ds$ + einer willkürlichen Konstanten und das Integral längs des Strahles vom leuchtenden Punkt bis zur betrachteten Stelle auszudehnen ist. Danach kann man sich auf die Betrachtung des Teiles der elektrischen Kraft beschränken, der durch a, b, c gegeben ist, weil der Ausdruck für den anderen Teil nur durch die Hinzufügung des Index 1 erhalten wird. Durch Anwendung der oben erwähnten Näherungsmethode ergeben sich für a, b, c verhältnismässig einfache Differentialgleichungen, die selbstverständlich nur von Fall zu Fall wirklich integriert werden können, aber die Lichtbewegung vollständig bestimmen und allgemeine Eigenschaften derselben zum Ausdruck bringen. Hier interessieren uns nur die beiden folgenden Sätze, welche sich beweisen lassen und die aufgeworfene Frage zur Entscheidung bringen. 1. Ist die ausgehende Lichtbewegung eine transversale, so behält sie diese Eigenschaft auch während des weiteren Verlaufes bei. 2. Bei transversalen Schwingungen ist längs des ganzen Strahles:

$$Q = (a^2 + b^2 + c^2)\, n\sigma = \text{konstant}. \qquad (1)$$

Nach der Maxwellschen Theorie ist mit der oben als zulässig betrachteten Einschränkung:

$$(a^2 + b^2 + c^2) \cdot n$$

bis auf einen konstanten Zahlenfaktor die Energie der elektrischen Kraft in der Volumeneinheit. Multipliziert man dieselbe mit $\frac{\sigma}{n}$, so erhält man die Lichtmenge, welche durch den Querschnitt σ des Bündels in der Zeiteinheit hindurchgeht, also das obige Q, welches eine Konstante für das ganze Strahlenbündel ist.

Hierdurch erscheinen die von mir angewandten Prinzipien, die übrigens auch sonst stets angenommen worden sind, als eine notwendige Folge der Lichttheorie und die Einwände des Herrn A. Schmidt erwiesen sich als nichtig und irrelevant.

Noch mag bemerkt werden, warum man bisher ohne strikten Beweis die Formel (1), oder etwas adäquates, einfach angenommen hat. Eine nähere Betrachtung der Fresnelschen Intensitätsformeln zeigt nämlich, dass die Schwächung des Lichtes beim Übergang von einem Medium in ein anderes mit unendlich wenig verschiedenem Brechungsquotienten, unendlich klein von höherem Range ist. Freilich gilt die Fresnelsche Formel nur für ebene Wellen und im vorliegenden Falle bleibt eine ursprünglich ebene Welle nicht eben beim weiteren Fortgang. Auch darf der Fortgang einer Lichtbewegung in einem kontinuierlichen Medium nicht ohne weiteres als das Resultat fortwährender Brechungen nach den gewöhnlichen Brechungsgesetzen angesehen werden, wenigstens weiss man nicht a priori, ob und inwieweit diese Auffassung erlaubt ist.

Aus diesem Grunde konnte man mit Recht in der Anwendung von (1) nur den Ausspruch einer mehr oder weniger wahrscheinlichen Vermutung sehen und es lag in diesem Teil der Optik allerdings eine Lücke vor, deren Ausfüllung nicht unwichtig war und die durch meine Untersuchungen im wesentlichen ausgefüllt sein dürfte. — Durch das eben Mitgeteilte scheint die aufgeworfene Frage definitiv erledigt. Ich wage freilich nach den gemachten Erfahrungen kaum zu hoffen, dass sich Herr A. Schmidt derselben Meinung anschliessen wird.

München, 20. Febr. 1904.

(Eingegangen 21. Februar 1904.)

1) Diese Zeitschr. **4**, 114, 1902.
2) Desgl. **4**, 343, 1903.

Über eine verbesserte Form des Zinkkugelphotometers zur Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung.

Von J. Elster und H. Geitel.

Vor längerer Zeit haben wir ein Photometer zur Vergleichung der Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlen konstruiert.[1]) Es beruht auf

1) J. Elster u. H. Geitel, Wiener Berichte **101**, Abteil. IIa, S. 703, 1892. Vergleiche namentlich S. 751 u. folg. Auch Wied. Ann. **48**, 353, 1893.

der Entladung negativ elektrisierter Körper durch Licht, dem **Hallwachs**effekte, der, wie wir gefunden hatten[1]), für Sonnenlicht an Flächen von amalgamiertem Zink mit grosser Deutlichkeit wahrnehmbar und leicht messbar ist. Der Apparat in der Form, wie wir ihn beschrieben haben, war improvisiert; an einem Eisenstativ waren mittels Klammern und Muffen ein **Exner**sches Elektroskop, ein innen geschwärztes, durch eine Kappe verschliessbares Metallrohr, das den lichtempfindlichen Körper, eine isolierte Kugel aus amalgamiertem Zink, umgab und ein Ebonitkondensator in Form einer **Franklin**schen Tafel befestigt. Die Zinkkugel stand mit dem Elektroskop und der einen Kondensatorbelegung durch Drähte in leitender Verbindung, alle übrigen Bestandteile des Apparates waren zur Erde abgeleitet. Indem man dem isolierten Systeme ein gewisses negatives Potential mitteilte und dann dem Sonnenlichte eine gemessene Zeit hindurch Zutritt zu der Zinkkugel gab, konnte aus dem am Elektroskop beobachteten Spannungsabfalle ein Mass für die Intensität des entladend wirkenden Lichtes abgeleitet werden.

Da es uns schwer erreichbar schien, der Zinkkugel durch Abreiben der Oberfläche immer wieder denselben Grad von Lichtempfindlichkeit zu geben, so hatten wir zur Kontrolle den Apparat in zwei Exemplaren hergestellt, die wir zu Parallelmessungen verwandten und aus deren nahe bei einander liegenden Angaben wir die Mittel bildeten.

Dass diese Vorsichtsmassregel nicht unbedingt erforderlich ist, geht wohl aus den günstigen Erfahrungen hervor, die die Herren **Exner**[2]), **Mache**[3]), **Gockel**[4]) u. a. mit dem Apparate gemacht haben.

Da demnach das Prinzip des Instrumentes sich bewährt hat, so schien es uns lohnend, gewisse Unvollkommenheiten, die der ursprünglichen Form anhafteten, zu beseitigen. Wir haben daher die Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, aus deren Werkstatt schon einige Exemplare des Apparates in wesentlich der alten Anordnung hervorgegangen waren, zu einer Neukonstruktion unter Berücksichtigung der folgenden Verbesserungsvorschläge aufgefordert.

Zunächst bezeichneten wir es als erforderlich, alle isolierenden Teile, soweit die Stabilität dadurch nicht beeinträchtigt wird, aus Bernstein zu verfertigen und das Elektroskop mit Spiegelskala[5]) zu versehen. Da ferner die Isolation der **Franklin**schen Tafel leicht versagt, so wird man ohne Frage dem von **Gockel**[1]) am Instrumente angebrachten, aus zwei konzentrischen, durch Bernstein getrennten Metallcylindern bestehenden Luftkondensator bevorzugen. Ferner erschien uns die Vermeidung jeglicher äusseren Drahtverbindungen erforderlich, da diese bei der alten Form ihre Lage gegen die festen Teile des Apparates nicht beibehielten und dadurch Kapazitätsänderungen des geladenen Systemes verursachten. Schliesslich empfahlen wir, an dem Instrumente einen Gradbogen anzubringen, der die Sonnenhöhe bis auf etwa $^1/_2$ Grad genau zu bestimmen gestattet.

Den von uns gestellten Anforderungen ist die genannte Firma bei dem Umbau des Instrumentes, in, wie wir glauben, durchaus zweckentsprechender Weise gerecht geworden. Fig. 1 und 2 stellen dasselbe in seiner neuen Form, in Vorder- und Seitenansicht, dar.

E ist das **Exner**sche Elektroskop mit Spiegelskala *S*, *R* das um eine horizontale durch den Halter *H* der Zinkkugel hindurchgeführte Achse *ss* drehbare Metallrohr, das die Zinkkugel umschliesst. Es ruht auf dem U-förmigen Halter *T* und trägt am oberen Ende die abnehmbare Verschlusskappe *K*. Durch die Kontakte *kk* stellt *ss* die Verbindung der Zinkkugel einerseits zum Elektroskop, andererseits zu dem **Gockel**schen Kondensator *C* her; diese Verbindung bleibt bestehen, wenn das Rohr *R* in vertikaler Ebene bewegt wird. Die Grundplatte *G* ist um den Zapfen *V* in horizontaler Ebene drehbar und mittels der im Dreifuss *D* angebrachten Stellschrauben genau horizontal einstellbar; diese Einstellung wird kontrolliert mittels der Libelle *L*. Ist das Rohr *R* mit Hilfe des Diopters $\partial\partial'$ so gerichtet, dass die Sonnenstrahlen axial einfallen, so giebt der Index *I* an dem Gradbogen die Sonnenhöhe auf etwa $^1/_2$ Grad genau. Die Klemme *e* dient zur Erdung des Elektroskopgehäuses, des Rohres *R* und des äusseren Cylinders des Luftkondensators. *F* ist eine Milchglasplatte, durch welche die Ablesung der Divergenz der Elektroskopblättchen erleichtert wird.

Das Instrument wird in folgender Weise gehandhabt:

Nachdem die Grundplatte horizontal gestellt ist, wird der am Grunde von *R* angebrachte Bajonettverschluss gelöst und *R* von dem unteren Rohrende *A* abgehoben. Der Eisenstift, der die Zinkkugel *Z* trägt, ist in eine konische Bohrung des Halters *H* eingesetzt; *B* und *b* sind Bernsteinisolationen. Man kann daher die Kugel mitsamt dem Stifte herausnehmen und sie einen Augenblick in reines

1) J. **Elster** u. H. **Geitel**, Wied. Ann. **38**, S. 497, 1889.
2) F. **Exner**, Wiener Ber. **108**, Abt. IIa, S. 371, 1899.
3) H. **Mache**, Ibid. **109**, Abt. IIa, S. 656, 1900.
4) A. **Gockel**, Luftelektrische Untersuchungen. Collectanea Friburgensia. Neue Folge IV, Freiburg (Schweiz). 1902.
5) J. **Elster** u. H. **Geitel**, diese Zeitschrift **4**, S. 137, 1902.

1) A. **Gockel**, l. c.

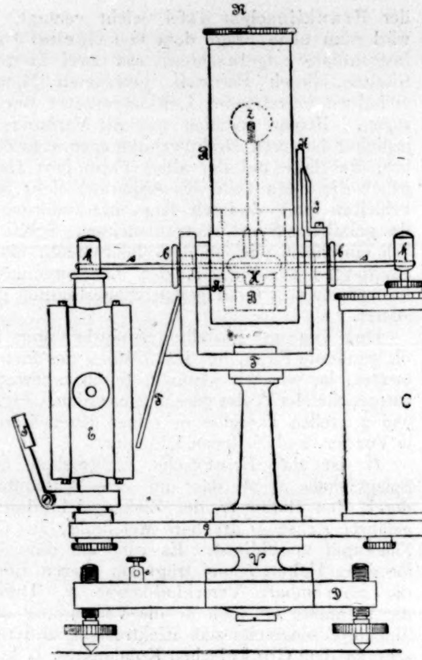


Fig. 1.

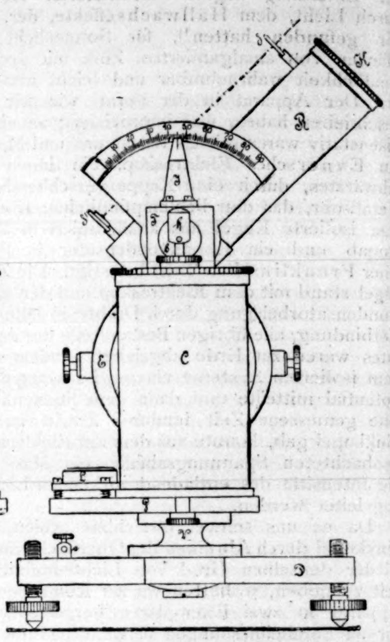


Fig. 2.

trocknes Quecksilber eintauchen. Nachdem dies geschehen, wird sie mit trocknem Seidenpapier fest abgerieben und ihr Stiel wieder in die konische Bohrung von H eingesteckt. Die Amalgamation muss man das erste Mal sowie nach jeder längeren Pause in der Benutzung des Apparats unter Zusatz von etwas verdünnter Schwefelsäure bewirken, jeden Rest von Säure durch sorgfältiges Spülen entfernen und die getrocknete Kugel kräftig mit Seidenpapier abreiben; später genügt es alsdann, zu verfahren wie oben beschrieben. Man bringt nun auch R wieder an seine Stelle und stellt dies Rohr so ein, dass die Sonnenstrahlen durch die Öffnung des Diopters δ auf die Mitte des bei δ' angebrachten Scheibchens fallen. Dann ist die Rohrachse den Sonnenstrahlen parallel gerichtet.

Nunmehr erteilt man durch Berührung mit dem *negativen* Pole einer Trockensäule dem Elektroskop und damit auch der Zinkkugel und der inneren Belegung des Kondensators ein Potential von V_0 Volt und lässt sodann durch Öffnen der Verschlusskappe K das Licht eine gemessene Zeit von Sekunden auf die lichtempfindliche Kugel entladend wirken. Hierdurch sinkt das Anfangspotential V_0 auf den Wert V. Um den Betrag der gewöhnlichen, nicht photoelektrischen Zerstreuung im Instrumente festzustellen, bringt man nunmehr das Elektroskop durch erneute Berührung mit dem negativen Pole der Trockensäule auf das Potential V_0' und bestimmt den Abfall desselben in genau der gleichen Zeit wie im ersten Teil der Messung, jedoch *ohne* dem Lichte Zutritt zu gewähren. Sinkt hierdurch V_0' auf V', so ist die Intensität des einfallenden Lichtes (vgl. S. 754 der an erster Stelle citierten Abhandlung) gegeben durch:

$$\mathfrak{J} = \frac{c}{bt}\left(\log\frac{V_0}{V} - \log\frac{V_0'}{V'}\right)$$

Hier bedeutet C die Kapazität des geladenen Systemes und b eine von den Dimensionen und der Oberflächenbeschaffenheit der lichtempfindlichen Fläche abhängige Grösse, die für ein und denselben Apparat eine Konstante ist.

Setzt man der Bequemlichkeit wegen $\frac{c}{b} = 100$, so giebt die Formel:

$$\mathfrak{J} = \frac{100}{t}\left\{\log\frac{V_0}{V} - \log\frac{V_0'}{V'}\right\}$$

den Wert für die Intensität des auf die Zinkkugel photoelektrisch wirksamen Anteils der

Sonnenstrahlung, bezogen auf eine willkürliche Einheit. Da das Mass relativ ist, so kann man die natürlichen Logarithmen durch Briggesche ersetzen.

Handelt es sich, wie z. B. bei niedrigem Sonnenstande, um die Bestimmung so geringer Lichtintensitäten, dass die Beobachtungszeit sehr gross werden würde, so thut man besser, den Kondensator abzuschalten. Da er auf einem Schlitten verschiebbar ist, so kann dies mit leichter Mühe geschehen. Natürlich geht hierdurch die Kapazität C des geladenen Systemes auf den kleineren Wert C_1 zurück. Sind C und C_1 bekannt, so bietet die Reduktion der Angaben des Photometers, je nachdem es mit oder ohne angeschalteten Kondensator verwandt wird, keine Schwierigkeit. Im anderen Falle kann der betreffende Reduktionsfaktor leicht durch eine Anzahl einschliessender Messungen gefunden werden, die man zu einer Tageszeit vornimmt, in der sich die Sonnenhöhe und dadurch auch $\mathfrak{J}$ nur wenig ändert.

(Eingegangen am 28. Februar 1904.)

Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums.

Von Arciero Bernini.

1. Aus einer genauen Prüfung der bisher gemachten Arbeiten über die elektrische Leitfähigkeit der reinen Metalle und über die Veränderung derselben mit der Temperatur ergiebt sich die Unzulänglichkeit der Untersuchungen über die Gruppe der Alkali- und Erdalkalimetalle. Selbst Matthiessen[1]), der sich von allen Physikern am meisten mit diesem Gegenstand beschäftigt hat, musste die nicht vollkommene Zuverlässigkeit seiner Resultate zugeben, sowohl hinsichtlich des Leitvermögens, welches er an Drähten studierte, die er durch Kompression unter Petroleum erhalten hatte, als auch hinsichtlich der Veränderlichkeit der Leitfähigkeit mit der Temperatur, welche er nur für Natrium und für Kalium feststellte, nachdem er dieselben in einer Wasserstoffatmosphäre in Glasröhren geschmolzen hatte. Er hält die erhaltenen Werte für das Leitvermögen für etwas zu klein, weil das Metall, bevor es untersucht wurde, unter dem Petroleum durch Berührung mit anderen Dingen beeinflusst wurde, und auch weil die guten Kontakte zwischen dem Metall und den als Halter und Stromzuführungen dienenden Stücken fehlten. Was die Änderung der Leitfähigkeit mit der Temperatur angeht, so sagt er, dass sich infolge der Kontraktion, welche sowohl Natrium als auch Kalium bei der Abkühlung erlitten, im Rohre Hohlräume bildeten, welche den Querschnitt der Metallsäule verkleinerten und sich zuweilen, besonders beim Natrium, über den ganzen Querschnitt ausdehnten, so dass sie die Bahn des elektrischen Stromes unterbrachen.

Man sieht also, wie zweifelhaft die von Matthiessen angegebenen Zahlen noch bleiben, sowohl für den spezifischen Widerstand als auch für den Temperaturkoeffizienten, um so mehr, wenn man beachtet, dass das Natrium und das Kalium, mit denen er seine Versuche anstellte, damals im Handel erhältliche Materialien waren, und somit von ziemlich zweifelhafter Reinheit.

Mein Zweck ist nun, einen Beitrag zu liefern zu einer genaueren und exakteren Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit der beiden Alkalimetalle und ihrer Temperaturkoeffizienten, indem ich die Fehlerquellen der früheren Untersuchungen zu vermeiden suche. Ich habe meine Untersuchungen zunächst am Natrium begonnen, welches mir von der Firma E. Merck in Darmstadt rein geliefert wurde.

2. Zur Messung der Widerstände bediente ich mich der Methode von W. Thomson, die zu ähnlichem Zweck zuerst von De la Rive[1]) angewandt worden ist, und deren Vorzüge gegenüber der Wheatstoneschen Methode — besonders, wenn es sich, wie im vorliegenden Falle, um sehr kleine Widerstände handelt — bekannt sind. Als Rheokord benutzte ich einen Konstantandraht; den Widerstand desselben nahm ich als gleichmässig an und mass seinen Wert für jedes mm nach der schon von Righi[2]) angewandten und beschriebenen Methode.

Da ich nicht bezweckte, meine Untersuchungen bis zu sehr hohen Temperaturen auszudehnen, und da die Schmelztemperatur der zu untersuchenden Metalle 100° nicht überstieg, so konnte ich mit grossem Vorteil als Erwärmungsapparat eine doppelwandiges Vaselinölbad anwenden. Dasselbe bestand aus zwei Bechergläsern, durch welche ich in jedem Augenblick das Metall und die Temperatur beobachten konnte, wie sie von einem gleichfalls in das Bad eingetauchten Thermometer angegeben wurde.

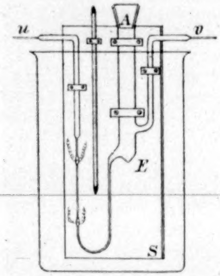
3. Da ich die Metalle auch oberhalb ihrer Schmelztemperatur untersuchen wollte, so musste ich sie notwendigerweise der Untersuchung in Glasröhren unterwerfen. Bei der grossen Oxydationsfähigkeit dieser Metalle war es indessen nicht leicht, dieselben so zu konstruieren, dass sie allen Bedingungen genügten, welche mein Zweck erforderte. Dies gelang mir erst nach mehrfachen Versuchen und mit grosser Schwierigkeit nach folgender Methode:

Ich nahm ein Glasrohr von etwa 2 cm

1) Pogg. Ann. **100**, 1857; Ann. de Ch. et de Ph. **54**, 1858; Phil. Magaz. (**4**), **13**.

1) Compt. Rendus **57**, 698, 1863.
2) Journ. de Phys. 1884; Rend. Acc. Lincei, 1884; Nuovo Cimento, 1885.

Durchmesser und zog dasselbe zu einem Ende von etwa 3 oder 4 Zehntel mm Durchmesser aus, wobei ich zwei Erweiterungen bestehen liess an zwei etwa ein Dezimeter voneinander entfernten Stellen, woselbst ich zwei kurze Platindrähte einschmolz, welche ihrerseits für die Versuche an die Zuleitungsdrähte angelötet wurden. Das eine Ende der Röhre bog ich darauf rechtwinklig um, das andere bog ich in U-Form und verband es mit einem Rohre von ziemlich grossem Durchmesser, in der Weise, wie es aus der Figur ersichtlich ist.



Das Rohr wurde dann sorgfältig mit Salpetersäure, mit Pottasche und Alkohol, und mit destilliertem Wasser gewaschen, darauf im trockenen Luftstrom getrocknet und dann zur bequemeren Handhabung auf einem hölzernen Brettchen *S* montiert, auf dem auch das Thermometer befestigt wurde.

Um es mit dem Metall zu füllen, welches ich untersuchen wollte, verfuhr ich folgendermassen:

Ich führte das Rohr in das Bad ein und erhitzte es bis zu einer Temperatur oberhalb des Schmelzpunktes des Metalles; dabei liess ich vom Ende *v* aus durch das Rohr einen Strom von Wasserstoff gehen, das mit Schwefelsäure getrocknet war und aus einem Gasometer kam. Darauf befreite ich ein Stück Metall, soweit es mir möglich war, vom Oxyd und führte es durch *A* in das Rohr ein, worauf ich dasselbe sofort durch Aufsetzen des Gummistopfens wieder verschloss. Das Metall sank nun nach *E* hinab und schmolz alsbald. Durch geeignetes Neigen des Rohres erreichte ich nun, dass der grösste Teil der oxydierten Oberfläche an der Wand haften blieb, während der reine und glänzende Teil in das Kapillarrohr eintrat. Darauf liess ich durch gelindes Saugen am Ende *u* und den entsprechenden bei *v* vom Wasserstoff ausgeübten Druck das Metall bis über das zwischen den beiden Platinelektroden eingeschlossene Rohrstück aufsteigen.

Längs dieses Stückes zeigten sich, je nachdem ich abkühlte, Hohlräume von verschiedenen Dimensionen, von denen einige sich auf etwa ein Zehntel des Röhrenquerschnitts erstreckten, und die ich beim Natrium niemals ganz beseitigen konnte. Es gelang mir jedoch, sie sowohl sehr selten als auch für das unbewaffnete Auge unsichtbar zu machen durch schnelle Abkühlung nach Erhitzung bis über den Schmelzpunkt, wie das auch Matthiessen gemacht hat; dabei komprimierte ich gleichzeitig die Metallmasse von der einen Seite durch den Druck des Wasserstoffs, von der anderen durch eine Pumpe.

Nach mehrmaliger Wiederholung dieser Operation waren die Hohlräume für das unbewaffnete Auge selbst bei 0^0 nicht mehr sichtbar; trotzdem kann ihr Einfluss bei ganz tiefen Temperaturen nicht vernachlässigt werden. Er nimmt sicherlich mit wachsender Temperatur ab; eine Gesetzmässigkeit dafür konnte ich jedoch aus meinen Beobachtungen nicht herleiten.

4. Aus der Art und Weise, wie meine Röhren konstruiert waren, ersieht man, dass ihr Durchmesser, man kann sagen in jedem einzelnen Querschnitt, ein verschiedener war. Für die Bestimmung des spezifischen Widerstandes bringt das aber keine Folgen mit sich, da ich in den gleichen Röhren zuerst den Widerstand des Quecksilbers mass und dann dessen Wert bei denjenigen Temperaturen berechnete, bei denen ich den Widerstand des Metalles feststellte.

Statt jedoch als Temperaturkoeffizienten des Quecksilbers einen der von anderen Forschern gegebenen Werte anzunehmen oder das Mittel aus diesen, habe ich es für zweckmässig erachtet, über das Quecksilber unter denselben Bedingungen Versuche anzustellen, unter denen die mit demselben zu vergleichenden Metalle untersucht wurden. Ich habe deshalb auch mit dem Quecksilber Versuche gemacht und dabei für den Temperaturkoeffizienten die in der folgenden Tabelle I unter β aufgeführten Werte erhalten.

Tabelle I.

t	β
0^0—50^0	0,000927
50^0—100^0	0,000995
100^0—150^0	0,001000

Dieser Werte bediente ich mich bei meinen Rechnungen.

Ich bemerke, dass ich bei diesen Versuchen sowie bei denen mit Natrium die Differenzen in der Temperatur des Rheostaten wie in der Temperatur der Umgebung ausser acht gelassen habe, da dieselben niemals mehr als 9^0 betrugen. Die grösste Korrektion, die ich hier-

für hätte anbringen müssen, war nämlich zu vernachlässigen, da bekanntlich der Temperaturkoeffizient des Konstantans sehr klein ist, nämlich 0,0000255.

5. Es waren zwei Röhren vorhanden, mit denen ich einige Versuchsreihen mit Natrium unternahm. Die erste hatte mit Quecksilber gefüllt bei 0^0 einen Widerstand von 1,170901 Ohm. Die zweite war in dem zwischen den Platinelektroden eingeschlossenen Stück etwas länger und von etwas grösserem Durchmesser als die erste; sie hatte (mit Quecksilber gefüllt bei 0^0) einen Widerstand von 1,218928 Ohm. In dieser letzeren Röhre waren die Hohlräume, die sich nach der Füllung mit Natrium und langsamer Abkühlung zeigten, etwas grösser als in der ersten. Das hängt von dem grösseren Durchmesser ab, da infolge desselben die Adhäsion zwischen Metall und Glas geringer ist. Doch wurden durch das Verfahren zur Beseitigung der Hohlräume dieselben auch hier mit einer Vergrösserungslinse kaum bemerkbar. An einer einzigen Stelle in der Erweiterung nahe der Einschmelzstelle für die Stromzuführungen blieb ein für das unbewaffnete Auge sichtbarer Hohlraum, dessen Einfluss aber sehr gering war wegen des verhältnismässig grossen Querschnitts, den im Vergleich dazu die Metallsäule hatte.

Ich konnte experimentell feststellen, wie allmählich, aber nur bis zu einer gewissen Grenze, bei der Wiederholung der oben beschriebenen Operation die Leitfähigkeit zunimmt. Um den Einfluss derselben deutlicher zu machen, führe ich in den folgenden Tabellen (II und III) die Resultate zweier Versuchsreihen an, die mit der zweiten Röhre, und zwar die eine vor, die andere nach der oben genannten Operation, ausgeführt wurden. Die Werte in Ohm für den Widerstand r sind stets korrigiert für den Fehler, der von der Ausdehnung des Gefässes infolge der Temperaturerhöhung herrührt; dabei habe ich als linearen Ausdehnungskoeffizienten den von **Regnault** angegebenen Mittelwert zwischen 0^0 und 350^0 angenommen, nämlich 0,00001044.

Tabelle II.

t	r
0	0,095208
17	0,099621
25,3	0,100325
40	0,105003
67,9	0,109552
84	0,113960
97,1	Schmelzpunkt
100,1	0,152253
119,2	0,164928
125	0,169837

Um ein besseres Bild vom Verlauf der Erscheinung zu geben und die Übereinstimmung

Tabelle III.

t	r
0	0,0618893
17,2	0,0651137
44	0,0729850
62	0,0760780
74,5	0,0809491
90	0,0865792
97,7	Schmelzpunkt
109	0,125987
117,2	0,132874
132	0,135584

zwischen den Resultaten zu zeigen, die ich erhielt, gleichviel, ob ich bei steigender oder bei abnehmender Temperatur untersuchte, bringe ich in den folgenden Tabellen (IV und V) zwei weitere Versuchsreihen, die mit der Röhre (1) angestellt wurden. Hier sind unter ϱ die Werte des spezifischen Widerstandes bei den verschiedenen Temperaturen angeführt.

Tabelle IV.

t	r	ϱ
0	0,059562	0,050868
15	0,0633850	0,053388
27	0,0667651	0,055627
69,1	0,0767283	0,061304
84	0,0804340	0,063394
95,7	0,0832943	0,064969
96,65	0,0839192	0,065418
97,3	0,0841274	0,065505
97,7	Schmelzpunkt	
98,5	0,1141004	0,088002
111	0,1201119	0,093045
125	0,1261905	0,095037

Tabelle V.

t	r	ϱ
131^0	0,1244789	0,093216
100	0,1164304	0,090395
97,5	Erstarrungspunkt	
97	0,0845104	0,065744
79	0,0787257	0,062256
62	0,0755648	0,060774
49,7	0,0717164	0,058105
14,2	0,0634043	0,053446
0	0,0597298	0,051011

Beobachtet man die Resultate der vorletzten Tabelle (IV) für die Temperaturen in der Nähe der Schmelztemperatur τ, so sieht man, dass auch in der Nachbarschaft dieser Temperatur die Änderung der Leitfähigkeit denselben Verlauf nimmt, wie für Temperaturen, die von τ weiter entfernt sind.

Würde man mit den aus jeder meiner Versuchsreihen erhaltenen Werten die Erscheinung graphisch darstellen und dabei als Abszissen die Temperaturen und als Ordinaten die Widerstände nehmen, so würde sich zeigen, dass innerhalb des von mir untersuchten Bereiches die Widerstandskurven sowohl vor als nach der Schmelztemperatur Gerade sind, und zwar mit grösserer Neigung gegen die Abszissenachse

für die ersteren als für die letzteren, und untereinander verbunden durch eine normale Strecke längs der Temperatur τ, bei welcher eine äusserst schnelle Widerstandsänderung eintritt.

Ich stelle die Gesamtheit meiner Ergebnisse in der folgenden Tabelle (VI) auf. Hier verzeichne ich unter t die Temperaturen, unter ϱ, c und β bezw. die spezifischen Widerstände, die Leitfähigkeiten und die Temperaturkoeffizienten, wie ich solche als Mittel aus den befriedigend übereinstimmenden Mitteln für jede Röhre erhalten habe, und endlich unter $\frac{r_{l^\tau}}{r_{s^\tau}}$ das Verhältnis der Widerstände bei der Änderung des Aggregatzustandes.

Tabelle VI.

t	ϱ	t	c	t	β	r_{l^τ}/r_{s^τ}
0	0,050407	0	19,84	0—97,3	0,004386	1,337
120	0,093062	120	10,74	97,5—120	0,003328	

6. Da Matthiessen seine Resultate in der Weise dargestellt hat, dass er als 100 die Leitfähigkeit des Silbers bei 0^0 nahm, so muss ich sie, um sie mit meinen Ergebnissen zu vergleichen, auf Quecksilber beziehen, dessen Widerstand bei 0^0 als 1 genommen. Da nun 56,252 die Leitfähigkeit des Silbers ist, bezogen auf die des Quecksilbers bei 0^0 als Einheit, so ist es klar, dass wenn X die Leitfähigkeit des Natriums ist, bezogen auf die des Silbers als 100, sie, auf die des Silbers als 56,252 bezogen, betragen wird: $\frac{56,252}{100} X$.

Auf diese Weise habe ich aus den von Matthiessen gegebenen Formeln seine Resultate berechnet, die ich in der folgenden Tabelle (VII) aufführe, und die sich in Übereinstimmung befinden mit denjenigen, die sich auch in den Tabellen von Landolt und Börnstein finden.

Tabelle VII.

t	ϱ	t	c	t	β	r_{l^τ}/r_{s^τ}
0	0,054644	0	18,34	0—95,4	0,003601	1,356
120	0,120438	120	8,303	96,1—120	0,003088	

Wie man sieht, weichen meine Werte hiervon wenig ab; sie müssen aber als zuverlässiger gelten wegen der grösseren Werte für die Leitfähigkeit, sowohl zwischen 0^0 und der Schmelztemperatur τ als auch für höhere Temperaturen, sofern diese Unterschiede zeigen, dass bei mir Fehlerquellen vermieden worden sind, wie die wenig genaue Methode zur Bestimmung, die Hohlräume, welche ich zum guten Teil habe beseitigen können, und endlich die geringe Reinheit des Metalls.

Schon der letzte Punkt allein erklärt uns die Verschiedenheit der Temperatur, bei welcher die plötzliche Widerstandsänderung eintrat, welche von der Änderung des Aggregatzustandes herrührt. Weiss man doch, dass im allgemeinen die reinen Metalle einen höheren Schmelzpunkt haben, als wenn sie Verunreinigungen enthalten. Die Schmelztemperaturen des Natriums, wie sie von den verschiedenen Forschern angegeben sind, sind in der folgenden Tabelle VIII in Centigraden aufgestellt:

Tabelle VIII.

Gay Lussac und Thenard (1811) . . .	90
Bunsen (1863)	95,6
Vicentini und Omodei (1888)	97,6

Der aus meinen Beobachtungen sich ergebende Wert ist 97,633, also nahezu zusammenfallend mit dem neuesten und daher zuverlässigsten Wert, wie ihn Vicentini und Omodei angegeben haben.

Höchstwahrscheinlich könnte man mit Vorteil dieses System anwenden zu einer Schmelzpunktsbestimmung verschiedener Metalle auf indirektem Wege.

Ich stelle, da es von Nutzen sein kann, eine Tabelle auf für die Werte des Widerstandes von Natrium zwischen 0^0 und 130^0, von 10 zu 10 Graden und zugleich für die Werte des Widerstandes von Quecksilber, für beide Metalle als Einheit ihren Widerstand bei 0^0 genommen. Aus den Werten dieser Tabelle sowie aus den Kurven, die sich damit konstruieren lassen, kann man leicht den Wert des spezifischen Widerstandes berechnen für irgendeine Temperatur zwischen den Grenzen, innerhalb derer sich meine Untersuchungen erstreckten:

Tabelle IX.

	Na	*Hg*
0	1,00000	1,00000
10	1,04276	1,00927
20	1,08552	1,01854
30	1,12728	1,02781
40	1,17104	1,03708
50	1,21380	1,04635
60	1,25656	1,05630
70	1,29932	1,06615
80	1,34208	1,07620
90	1,38484	1,08615
τ_s	1,41477	
τ_l	1,89378	
100	1,90886	1,09610
110	1,96217	1,10761
120	2,03183	1,118022
130	2,07855	1,129983

7. Wie man sieht, gelangt man zunächst zu folgenden Schlüssen:

1. Das Natrium zählt zu den besten Leitern der Elektrizität.
2. Seine Leitfähigkeit nimmt mit wachsender Temperatur ab, und zwar kann man sagen, innerhalb des von mir untersuchten Bereichs mit dieser proportional.

3. Der Temperaturkoeffizient ist, wie der Verlauf der Kurven zeigen würde, grösser für den flüssigen Aggregatzustand als für den festen.

Die in den Tabellen VI und VII gegebenen Werte für die Temperaturkoeffizienten, drücken jedoch die Unterschiede im umgekehrten Sinne aus, weil jenseits der Temperatur τ bei der Bestimmung der Widerstände auf den Widerstand r_t^{τ} Bezug genommen ist, statt auf den Widerstand bei 0^0.

4. Die Änderung des Widerstandes bei der Änderung des Aggregatzustandes (97^0, 633 tritt mit einem plötzlichen Sprunge ein, und zwar im Verhältnis 1 : 1,337.

Ich werde in kurzer Zeit die Ergebnisse der gegenwärtig im Gange befindlichen Untersuchungen über das Kalium anführen.

Physikalisches Institut der Universität Bologna, 3. Juli 1903.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. Februar 1904.)

Zur Theorie des Braunschen Senders.

Von L. Mandelstam.

Die Theorie des Braunschen Senders, d. i. die Theorie von zwei gekoppelten elektrischen Systemen, ist wiederholt in Angriff genommen worden.

Herr Prof. Braun[1]) hat theoretisch den Fall der sogen. direkten Schaltung untersucht, wobei die Voraussetzung gemacht wurde, dass auf dem Sendedraht sich eine Welle von der Periode des geschlossenen Kreises ausbildet. Das trifft zu in dem speziellen Fall einer sehr losen Koppelung. Seibt[2]) untersuchte die direkte Schaltung ohne Rücksicht auf die Dämpfung. Die beiden genannten Arbeiten berücksichtigen den Umstand, dass das sekundäre System ein offenes ist. Die Untersuchung von Wien[3]) bezieht sich auf die induktive Erregung. Wien rechnet mit zwei geschlossenen Kreisen oder also mit einem System von zwei Freiheitsgraden. Sowohl Seibt wie Wien finden einen Unterschied zwischen der direkten und induktiven Koppelung. Nimmt man aber bei der direkten Schaltung das sekundäre System als geschlossen an, so kommt man auf dieselben Gleichungen wie bei induktiver, falls man nur das gemeinsame Stück der beiden Kreise als widerstandslos annimmt, was praktisch immer erlaubt ist.

Dr. Zenneck[1]) hat darauf hingewiesen, dass kein prinzipieller Unterschied zwischen den beiden Schaltungsarten besteht. In den nachstehenden Zeilen findet sich diese Behauptung für eine beliebige Koppelung bestätigt. Zweck der folgenden Zeilen ist die Ableitung der Gleichungen für einen beliebig gekoppelten Sender, wobei die Dämpfung als klein angenommen werden soll; wir nehmen also an, dass sämtliche Widerstände einen Faktor k enthalten, der klein gegen 1 ist und dessen höhere Potenzen vernachlässigt werden können.

Wir untersuchen eine nicht lose Koppelung.[2])

Es gelten dann folgende Sätze: Die Schwingungsdauer und die Amplituden hängen nicht von der ersten Potenz von k ab; können also berechnet werden, indem man $k=0$ setzt.[3]) Zunächst sei die in der Fig. 1 skizzierte Anordnung untersucht.

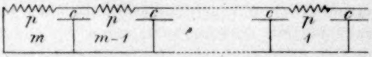


Fig. 1.

Es bedeuten c resp. p die untereinander gleichen Kapazitäten resp. Selbstinduktionsspulen, ι_z — Strom in der z — ten Spule.

Wir stellen für jeden der m-Kreise bekannte Gleichungen auf und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{2\iota_1}{c}+p\frac{\partial^2\iota_1}{\partial t^2}-\frac{\iota_2}{c}=0\\ &-\frac{\iota_1}{c}+\frac{2\iota_2}{c}+p\frac{\partial^2\iota_2}{\partial t^2}-\frac{\iota_3}{c}=0\\ &\cdots\cdots\cdots\\ &-\frac{\iota_{z-1}}{c}+\frac{2\iota_z}{c}+p\frac{\partial^2\iota_z}{\partial t^2}-\frac{\iota_{z+1}}{c}=0\\ &\cdots\cdots\cdots\\ &-\frac{\iota_{m-1}}{c}+\frac{\iota_m}{c}+p\frac{\partial^2\iota_m}{\partial t^2}=0. \end{aligned}\right\} \quad (I)$$

Es sei

$$\iota_z = P \sin z\beta \cos nt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Der Wert von ι_z aus (1) genügt sämtlichen Gleichungen I bis zur letzten[4]), falls β die Gleichung (2) befriedigt.

$$\cos\beta = 1 - \frac{pcn^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Um auch der letzten Gleichung I Genüge zu leisten, muss noch die Beziehung (3) bestehen:

$$\beta = \frac{2s+1}{2m+1}\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$(s = 1, 2, 3 \ldots\ldots)$$

---

1) F. Braun, Ann. d. Phys. **8**, 208 ff., 1902.
2) G. Seibt, E. T. Z. **23**, 315 ff., 1902.
3) M. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 1902.

1) J. Zenneck, diese Zeitschr. **4**, 656 ff., 1903.
2) Über die lose Koppelung, vergl. J. Zenneck, l. c.
3) H. v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik **3**, 41 ff.
4) Vgl. Lord Rayleigh, Theory of Sound **1**, 173.

Aus (2) und (3) erhalten wir für n den Wert:

$$n = \frac{2}{\sqrt{pc}} \sin \frac{2s+1}{2(2m+1)} \pi \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Durchläuft s alle natürlichen Zahlen von o bis $m-1$, so bekommen wir m Schwingungen, welche den m Freiheitsgraden entsprechen; für $s=m$ sind sämtliche $i=0$; dies giebt also keine neue Schwingungszahl; für $s>m$ wiederholen sich die Werte von n.

Führen wir statt c und p die gesamte Kapazität C resp. Selbstinduktion P des Systems, definiert durch $C=cm$ $P=pm$, ein, so lässt sich n schreiben:

$$n = \frac{2m}{\sqrt{PC}} \sin \frac{2s+1}{2(2m+1)} \pi \quad . \quad . \quad (4a)$$

1. Es sei die ganze Kapazität C und die ganze Selbstinduktion zu einem einzigen Kreis verbunden; wir haben dann in (4a) $m=1$ zu setzen und erhalten $n = \frac{1}{\sqrt{PC}}$.

2. Die Selbstinduktion und Kapazität seien kontinuierlich und gleichmässig z. B. über einen Draht verteilt oder $m=\infty$.

Aus (4a) folgt dann $n = \frac{\pi}{2\sqrt{PC}}$.

Bei einem beliebigen m ergiebt sich die Grundschwingung aus (4a) zu

$$n = \frac{\pi}{2\sqrt{PC}} \left(\frac{4m}{\pi} \sin \frac{\pi}{4m+2} \right).$$

Der eingeklammerte Bruch ist schon für $m=10$ nur um wenige Prozente von 1 verschieden; d. h. eine Anordnung, welche aus 10 geschlossenen Kreisen besteht, ersetzt in Bezug auf die Grundschwingung ein offenes System von derselben Selbstinduktion und Kapazität.

Nach (1) und (3) ist

$$\iota_z = \sin z \frac{(2s+1)\pi}{2m+1} \cos nt;$$

die Stromstärken nehmen also nach dem Sinusgesetz vom Punkte o (Erdungspunkt) ab. Für $m=\infty$ ist also $\iota_x = \sin \frac{x(2s+1)}{2l} \pi \cos nt$; x die Entfernung vom Erdungspunkt, l die Länge des Drahtes. Die Spannung V_z an einem Kondensator z ist gleich

$$V_z = \frac{\iota}{cn} = \frac{\iota_z - \iota_{z+1}}{cn} = 2 \frac{\sin \beta/2 \cos(z+{}^1/_2)\beta}{cn};$$

für die Grundschwingung ist demnach am freien Ende ($z=1$) Spannungsmaximum.

Aus dem oben Abgeleiteten folgt, dass eine in Fig. 1 skizzierte Schaltung von m geschlossenen Kreisen bei genügend grossem m sowohl in Bezug auf die Schwingungsdauer, wie auf die Verteilung des Stromes und Spannung nahezu einem Sendedraht gleichkommt.

Nimmt man aber statt des offenen Systems ein einziges geschlossenes von derselben gesamten Kapazität und Selbstinduktion, so berechnet sich die Schwingungszahl desselben um ca. 50 Proz. kleiner wie diejenige des offenen.

Wir gehen nunmehr zur Betrachtung von zwei gekoppelten Systemen über, von denen das primäre geschlossen, das sekundäre offen ist (Fig. 2).

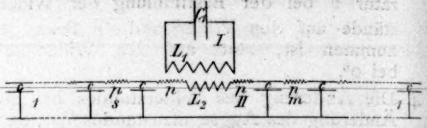


Fig. 2.

Es bedeuten: c, p Kapazität resp. Selbstinduktionskoeffizient von jedem geschlossenen Kreise 1, 2, 3 . . . .

L_1, C_1 Selbstinduktion resp. Kapazität vom primären Kreise.

L_2 Selbstinduktionskoeffizient der sekundären Spule.

M wechselseitiger Induktionskoeffizient.

$(m+1)p$, $(m+1)c$ Selbstinduktion resp. Kapazität des rechten Ansatzes.

$(s+1)p$, $(s+1)c$ Selbstinduktion resp. Kapazität des linken Ansatzes.

Für die rechten Kreise vom 1-ten bis $(m-1)$-ten, desgleichen für die $(s-1)$ linken erhalten wir die Gleichungen I. Dieselben sind befriedigend, wenn

rechts $\iota_z = P_m \sin z\beta \cos nt$ } $\cos\beta = 1 - {}^1/_2\, n^2 pc$
links $\iota_z = P_s \sin z\beta \cos nt$ } P_m, P_s beliebig.

Für die Kreise I, II, m, s erhalten wir folgende Gleichungen

$$\left.\begin{aligned}
&L_1 \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_1}{\partial t^2} + M \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_2}{\partial t^2} + \frac{\mathfrak{J}_1}{C_1} = 0 \\
&L_2 \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_2}{\partial t^2} + M \frac{\partial^2 \mathfrak{J}_1}{\partial t^2} + \frac{2\mathfrak{J}_2}{c} - \frac{\iota_s}{c} - \frac{\iota_m}{c} = 0 \\
&p \frac{\partial^2 \iota_m}{\partial t^2} + \frac{2\iota_m}{c} - \frac{\iota_{m-1}}{c} - \frac{\mathfrak{J}_2}{c} = 0 \\
&p \frac{\partial^2 \iota_s}{\partial t^2} + \frac{2\iota_s}{c} - \frac{\iota_{s-1}}{c} - \frac{\mathfrak{J}_2}{c} = 0
\end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

Wir wollen diese Gleichungen unter der Voraussetzung lösen, dass m und s gross gegen 1 sind.

Dann folgt zunächst aus (2) $\beta = n\sqrt{pc}$.

Wir setzen weiter $\mathfrak{J}_1 = A \cos nt$, $\mathfrak{J}_2 = B \cos nt$.
Aus (1) $\iota_m = P_m \sin m\beta \cos nt$; $\iota_s = P_s \sin s\beta \cos nt$.

Die Gleichungen II genügen zur Bestimmung von n und A, B, P_m und P_s. Unter der Voraussetzung m, s sehr gross, ergeben die zwei letzten Gleichungen II

$$P_m = \frac{B}{\sin m\beta}; \quad P_s = \frac{B}{\sin s\beta}$$

und weiter

$$\frac{J_2}{c}-\frac{i_m}{c}=\frac{i_m-i_{m-1}}{c}=-\frac{B}{\sin m\beta}\cos m\beta\cdot\frac{\beta}{c}\cos nt=$$
$$\sqrt{\frac{p}{c}}\,n\,B\operatorname{cotg} m\beta\cos nt$$
$$\frac{J_2}{c}-\frac{i_s}{c}=\frac{i_s-i_{s-1}}{c}=\frac{B}{\sin s\beta}\cos s\beta\,\frac{\beta}{c}\cos nt=$$
$$\sqrt{\frac{p}{c}}\,n\,B\operatorname{cotg} s\beta\cos nt.$$

Setzen wir diese Werte in die beiden ersten Gleichungen II, so erhalten wir

$$\left.\begin{array}{l} A\left(\frac{1}{C_1}-L_1 n^2\right)-Mn^2 B=0 \\ AMn^2+(L_2 n^2-f)B=0 \end{array}\right\} \quad \text{(III)}$$

wo

$$f=n\sqrt{\frac{p}{c}}\left(\operatorname{ctg} n\sqrt{pcm}+\operatorname{ctg} n\sqrt{pcs}\right).$$

Lassen wir m und s ins ∞ wachsen und bezeichnen mit L und E die Selbstinduktion resp. Kapazität pro Längeneinheit; mit l, l_1 die Längen des rechten resp. linken Ansatzes, so ist

$$f=n\sqrt{\frac{L}{E}}\left(\operatorname{cotg} n\sqrt{LE}\,l_1+\operatorname{cotg} n\sqrt{LE}\,l\right).$$

Für n erhalten wir aus II und III folgende transzendente Gleichung

$$n^3(M^2-L_1L_2)+L_1nf-\frac{f}{nC_1}+\frac{L_2n}{C_1}=0 \quad (5)$$

Es sei

$$M^2=L_1L_2.$$

Die Gleichung (5) nimmt dann folgende Gestalt an:

$$-L_1n+\frac{1}{nC_1}=\frac{L_2n}{C_1f}$$

oder schliesslich, wenn man für f seinen Wert einsetzt:

$$\frac{1}{L_1n}-C_1n=\frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\,\frac{\sin n\sqrt{LE}l\cdot\sin n\sqrt{LE}l_1}{\sin n\sqrt{LE}(l+l_1)} \quad (5a)$$

Wir bezeichnen mit $F(n)$ und $F_1(n)$ die linke resp. die rechte Seite der Gleichung 5a.

$$F(0)=+\infty;\ F\left(\frac{1}{\sqrt{C_1L_1}}\right)=0\quad F(+\infty)=-\infty.$$

Der Verlauf von $F(n)$ ist für positive n durchweg monoton

$$F_1(0)=0\quad F_1\left(\frac{\pi}{\sqrt{LE}(l+l_1)}\right)=+\infty,$$

bei weiterem Wachsen von n wird $F_1=-\infty$ und wächst monoton bis

$$F_1\left(\frac{\pi}{\sqrt{LE}l}\right)=0\quad (l>l_1).$$

Es sei vorausgesetzt, dass

$$\frac{1}{\sqrt{C_1L_1}}<\frac{\pi}{\sqrt{LE}l}.$$

Diese Bedingung bedeutet z. B. bei symmetrischer Erregung, dass der Eigenschwingung des primären Kreises eine Schwingungszahl entspricht, die kleiner ist als die doppelte Schwingungszahl des Systems Sender-Symmetriedraht. Ist die obige Bedingung erfüllt, so lassen sich aus der Gleichung 5a folgende qualitative Schlüsse ziehen:

1. Im Intervall

$$\frac{\pi}{\sqrt{LE}l}>n>0$$

finden sich zwei reelle Wurzeln der Gleichung 5a, welche den beiden Hauptschwingungen entsprechen.

2. Eine von den Hauptschwingungen ist tiefer, die andere höher, als die tiefste resp. die höhere der Eigenschwingungen der beiden Systeme.

3. Wird die Funktion $F_1(n)$ durch eine andere $F_2(n)$ ersetzt, welche die Eigenschaft hat:

$$[F_2(n)]\gtreqless[F_1(n)]$$

für jeden Wert von n, im übrigen aber denselben monotonen Verlauf hat, so wird auch die Differenz der Schwingungszahlen der beiden Hauptschwingungen grösser resp. kleiner.

Aus der letzten Bemerkung geht hervor:

Man kann zum selben qualitativen Resultat kommen, welches man durch Veränderung der Koppelung erhält auch dadurch, dass man ceteris paribus den Sendedraht in verschiedenen Stellen erregt und zwar entspricht der festesten Koppelung der Fall der symmetrischen Erregung, denn die Funktion $F_1(n)$ für jedes n hat für $l=l_1$ den grössten Wert, nämlich:

$$F_1(n)=\frac{1}{2}\frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\operatorname{tg} n\sqrt{LE}l,$$

wobei $l+l_1$ konstant gehalten wird.

Für diesen speziellen Fall lautet die Gleichung 5a

$$\frac{1}{L_1n}-C_1n=\frac{1}{2}\frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\operatorname{tg} n\sqrt{LE}l.$$

Ist der Sendedraht geerdet, so bekommt man aus den Gleichungen II zur Bestimmung von n

$$\frac{1}{L_1n}-C_1n=\frac{L_2}{L_1}\sqrt{\frac{E}{L}}\operatorname{tg} n\sqrt{LE}l.\text{[1]}$$

Die Erdung ist also beim Braunschen Sender, dem Anlegen eines Symmetriedrahtes nicht gleichwertig, entspricht vielmehr einer festeren Koppelung.

Die Verteilung des Stromes längs beiden Drähten erhält man aus (1)

$$i_x=\frac{B\sin n\sqrt{LE}x}{\sin n\sqrt{LE}l_1}\cos nt$$

links

1) Vgl. G. Seibt, l. c.

$$i_x = \frac{B \sin n \sqrt{LE} x}{\sin n \sqrt{LE} l} \cos nt.$$

rechts

wobei die Entfernung beide Male vom freien Ende gezählt wird.

Direkte Schaltung.

Stellt man für die direkte Schaltung die Differentialgleichungen auf, so ist folgendes klar. (In Fig. 3 ist der allgemeine Fall schematisch dargestellt.) Die Gleichungen, welche sich auf

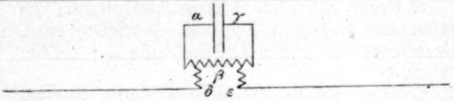


Fig. 3.

die Ansätze beziehen, bleiben dieselben. Die Gleichungen II behalten ihre Form, wenn man unter L_1 die Selbstinduktion $\alpha\beta\gamma$ versteht, L_2 die Selbstinduktion $\delta\beta\varepsilon$ und M die Selbstinduktion des gemeinschaftlichen Stückes von L_1 und L_2. Damit ist die direkte Schaltung auf die induktive zurückgeführt. Dies gilt streng nur dann, wenn man von den Widerständen absieht, was zur Berechnung von Schwingungszahlen und Amplituden in erster Annäherung nach dem oben Gesagten erlaubt ist.

Die direkte Schaltung ist insofern als spezieller Fall der induktiven aufzufassen, als bei der ersten $M < L_1$ ist.

Die direkte Schaltung besitzt den Vorteil, dass, um denselben Koppelungsgrad zu erreichen, man weniger Windungen in den Luftdraht einschalten muss, als es bei der induktiven Erregung geschieht, da ja bei der letzteren der Bedingung $L_1 L_2 = M^2$ praktisch streng nicht Genüge geleistet werden kann.

Es sei noch folgendes bemerkt:

Bei der Ableitung der Gleichungen II wurde vorausgesetzt, dass der Strom in L_1 und L_2 quasi stationär ist. Bedenkt man nun, dass die Spulen kleine Kapazität besitzen und, dass die Spule L_2 bei den praktisch in Betracht kommenden Fällen in der Nähe des Strombauches sich befindet, so scheint diese Voraussetzung recht plausibel.

Die Gleichung 5a hat unendlich viele reelle Wurzeln, welche den Oberschwingungen entsprechen. Praktisch kommen in Betracht nur die beiden tiefsten, welche wir Hauptschwingungen nannten.

Sind die Schwingungszahlen aus der Gleichung 5a ermittelt, so lassen sich aus III die Verhältnisse der Amplituden berechnen und dann auch die zugehörigen Werte von

$$z\,(\iota = e^{zt} \sin \ldots)$$

in erster Näherung nach der Formel, welche für den allgemeinen Fall lautet

$$z = -\frac{1}{2}\,\frac{w_{11} A_1^2 + 2 w_{12} A_1 B_1 + \ldots}{p_{11} A_1^2 + 2 p_{12} A_1 B_1 + \ldots}\ ^{1)}$$

Gehen wir zum praktischen Fall eines geerdeten Sendedrahtes über und bezeichnen mit

w_1 den Widerstand des primären Kreises,

w_2 den Widerstand des Drahtes pro Längeneinheit

und vernachlässigen den Widerstand von $\varepsilon\beta\delta$ (Fig. 3) und von der Spule L_2, so gelangen wir zur Formel:

$$z = -\frac{w_1 A^2 + \frac{w_2}{l}\left(\int_0^l \sin \sqrt{LE} n x\, dx\right)^2 \cdot B^2}{\frac{1}{2} L_1 A^2 + 2MAB + L_2 B^2 + \frac{L}{l}\left(\int_c^l \sin \sqrt{LE} \cdot n \cdot x\, dx\right)^2 \cdot B^2}$$

wobei unter w_2 der „wirksame Widerstand" zu verstehen ist.[2]) Die Werte für $\frac{A}{B}$ sind aus III zu entnehmen.

1) Routh, Dynamik **2**, 242.
2) M. Wien, l. c. 698

Strassburg, 4. Februar 1904, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. Februar 1904.)

Die elektrische Strömung in Flammen zwischen nahen Elektroden.

Von F. L. Tufts und J. Stark.

§ 1. Beobachtungen mit reinen Platinelektroden. In den nachstehenden Versuchen wurden zwei Elektrodenformen verwendet, erstens zwei parallele dünne Platinbleche, zweitens zwei 0,4 mm dicke, 4 cm lange Platindrähte, die mit ihren Enden einander so gegenüber gestellt waren, dass der eine in der Verlängerung des anderen lag. Als Flamme wurde für die Drahtelektroden in einer Reihe von Versuchen der gewöhnliche Rundbrenner verwendet. Die meisten Beobachtungen wurden dagegen an einer Flachflamme angestellt, diese brannte aus einem 0,7 mm weiten, 4 cm langen Schnitt. Sie wurde für die Plattenelektroden ausschliesslich angewendet; deren Fläche war grösser als die Breitseite der Flamme; diese wurde also in ihrer ganzen Ausdehnung zwischen die parallelen Elektroden gefasst. Auch für die Beobachtungen mit den Drahtelektroden diente zumeist die Flachflamme; hierbei wurden die Drähte in die Flamme parallel zum Schnitt gebracht, so dass sie auf einer Länge von einigen Centimetern auf die gleiche hohe Temperatur der Weissglut kamen. Dank dieser hohen Temperatur und

der Konstanz derselben in der Flachflamme erwies sich diese als geeigneter denn die Rundflamme. Zur Speisung der Flamme wurde Luft verwendet, die durch einen Zerstäuber ging; so konnte entweder reines Wasser oder auch Salz in die Flamme geleitet werden. Der kleinste Abstand der Elektroden, speziell der Drahtelektroden, wurde mit einem Komparator bestimmt.

In Fig. 1 sind typische Kurven dargestellt für die Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke in Flammen zwischen nahen Elektroden; die Stromstärke ist von Kurve zu Kurve in willkürlichem Mass gegeben. Fig. 2 giebt V,i-Kurven für reine Drahtelektroden und zwar für die reine und für die salzhaltige Bunsenflamme. Fig. 3 giebt V,i-Kurven für die reine Bunsenflamme für den Fall, dass die Drahtelektroden im heissesten Teil der flachen Bunsenflamme sich befanden, und für den Fall, dass sie in der oberen weniger heissen Partie der Flamme sich befanden bei einem Abstand von 0,25 mm. Die mitgeteilten Kurven sind nur Proben aus einer grossen Anzahl von Messungen. Aus diesen haben sich folgende Resultate ergeben.

Erstens. Bei einem Elektrodenabstand grösser als etwa 2 mm zeigen die V,i-Kurven für die reine oder salzhaltige Bunsenflamme und reine Platinelektroden den bekannten nahezu geradlinigen Verlauf bis zu 250 Volt Elektrodenspannung. Mit wachsender Elektrodenspannung nimmt die Stromstärke erst schnell, dann langsamer zu, und für grössere Werte derselben ist $di/dV = const.$, es ist die Stromstärke eine lineare Funktion der Elektrodenspannung (Fig. 1, Kurve I).

Zweitens. Für kleinere Elektrodenabstände zeigen die V,i-Kurven auch noch den gleichen

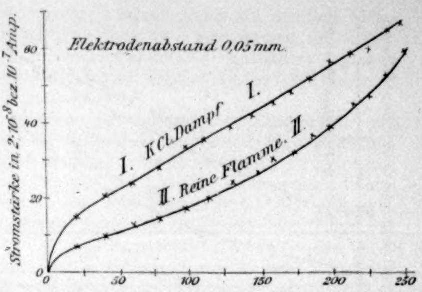


Fig. 2.

Charakter, wenn gut leitender Salzdampf (KCl) in der Bunsenflamme vorhanden ist (Fig. 2, Kurve I) oder wenn die Elektroden eine niedrigere Temperatur als diejenige der Weissglut besitzen (Fig. 3, Kurve I).

Drittens. Für Elektrodenabstände kleiner als 1 mm und für die reine Bunsenflamme zeigen bei hoher Temperatur der reinen Platinelektroden die V,i-Kurven nicht mehr in ihrer ganzen Ausdehnung den nahezu geradlinigen Verlauf. Für kleinere Werte der Elektrodenspannung ist dies zwar noch der Fall, nach der anfänglichen Krümmung wächst die Stromstärke erst linear mit V, der Differentialquotient di/dV ist konstant; dann aber wächst sie schneller und mit ihr di/dV; die Kurve besitzt einen Wendepunkt (Fig. 1, Kurve II und III; Fig. 2, Kurve II; Fig. 3, Kurve II).

§ 2. Sättigungsstrom und Ionisierung durch Stoss in Flammen. Wie der eine

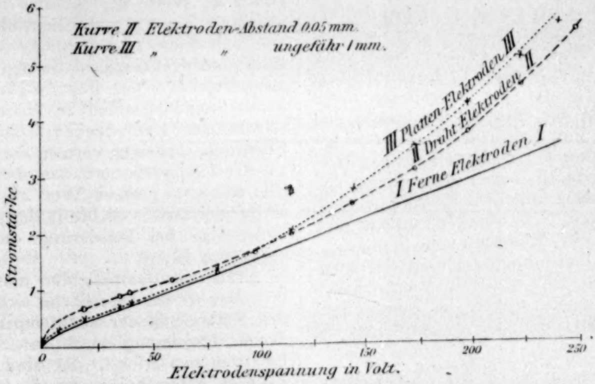


Fig. 1.

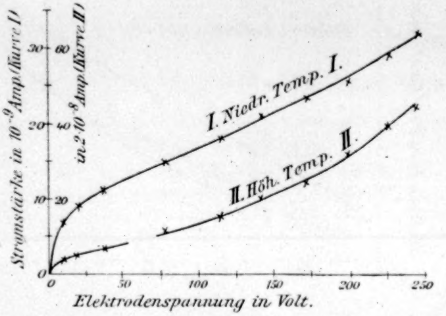


Fig. 3.

von uns dargelegt hat[1]), ist in den bis jetzt bekannt gewordenen Versuchen über die elektrische Strömung in Flammen zwischen entfernten Elektroden noch kein totaler Sättigungsstrom beobachtet worden, sondern nur partielle Sättigung. Er schlug daher vor, nach einem totalen Sättigungsstrom bei einem kleinen Elektrodenabstand zu suchen, bei welchem die kathodische Ladungsschicht bis zur Anode reicht. Wie die vorstehenden Messungen ergeben haben, ist es auch bei kleinem Elektrodenabstand nicht möglich, innerhalb einer Flamme totale Sättigung herzustellen. Um dies zu bewirken, müsste nämlich ein grosser Spannungsabfall im Gase hergestellt werden; ehe aber ein genügend grosser Wert desselben und damit totale Sättigung erreicht ist, tritt eine neue Erscheinung ein, die Schaffung neuer Ionen durch die elektrische Strömung selbst und hindert die Gewinnung totaler Sättigung. Als ein Hauptresultat der vorliegenden und der früheren Untersuchung dürfen wir darum den Satz hinstellen: Es ist bei grossen und kleinen Elektrodenabständen unmöglich, innerhalb der reinen oder salzhaltigen Bunsenflamme den Zustand totaler Sättigung der elektrischen Strömung herzustellen.

Nach der Theorie der Ionisierung durch Ionenstoss[2]), die der eine von uns vertritt, und nach den von ihm erhaltenen Resultaten der Beobachtung kann ein positives oder negatives Ion nur dann durch seinen Stoss ionisierend wirken, wenn seine kinetische Energie oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegt oder wenn das Ion ein Minimum von Spannungsdifferenz, seine „Ionisierungsspannung" frei durchlaufen hat. Für die negativen Elektronionen hat sich als ungefährer Wert der Ionisierungsspannung für Stickstoff 30 Volt ergeben; die Ionisierungsspannung der positiven Ionen ergab sich nicht kleiner als der normale Kathodenfall des Glimmstromes und dieser beträgt für sauerstoffhaltige Gase an Platin nicht unter 300 Volt. In den vorstehenden Versuchen wurde eine Elektrodenspannung von 250 Volt nicht überschritten. Wenn also das Auftreten des Wendepunktes in den V, i-Kurven für kleine Elektrodenabstände auf einer Ionisierung durch den Stoss von Ionen beruht, so können dies nicht positive Ionen, sondern nur negative Elektronionen gewesen sein. Dass in den heissen Teilen der Flamme die negativen Ionen in der That überwiegend negative Elektronen sind, ist von H. A. Wilson, Stark und Lenard wahrscheinlich gemacht worden.

Bei konstantem Spannungsabfall durchlaufen die Ionen um so grössere Spannungsdifferenzen frei, gewinnen also eine um so grössere kinetische Energie, je grösser ihre freie Weglänge ist. Diese wird für grosse Geschwindigkeiten der Ionen in der Nähe der Ionisierungsspannung unabhängig von der mittleren Temperatur und nur durch die Gasdichte bedingt (Ann. d. Phys. **8**, 829, 1902). Nun beträgt der Schmelzpunkt des Platins ungefähr 1800°, die absolute Temperatur der Flamme in der Nähe weissglühenden Platins also ungefähr 2000°. Die Gasdichte bei dieser Temperatur und 745 mm Druck ist die gleiche wie bei Zimmertemperatur (300°) und 110 mm Druck.

Wir wollen berechnen, wie gross ungefähr für diesen Druck das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule des Glimmstromes sein müsste; in dieser hat ja Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen statt. In Wasserstoff ist bei 8 mm Druck dieses Gefälle 117, in Stickstoff 157 Volt/cm; unter Voraussetzung angenäherter Proportionalität zwischen Druck und Spannungsgefälle berechnen sich für 110 mm Druck als Werte des Gefälles 1620 bezw. 2160 Volt/cm. Bei 0,5 mm Elektrodenabstand und 100 Volt Elektrodenspannung und räumlicher Konstanz des Gefälles beträgt dessen Wert 2000 Volt/cm. Nun liegt in Flammen fast der ganze Spannungsabfall in einer dünnen Gasschicht an der Kathodenoberfläche. Bei grösserer Elektrodenspannung vermag darum unmittelbar an der Kathodenoberfläche das Spannungsgefälle einen so grossen Wert zu erreichen, wie er bei gleicher Gasdichte in der positiven Lichtsäule, also bei Ionisierung durch Ionenstoss vorhanden ist.

Nach dem Vorstehenden müssen wir erwarten, dass an der Oberfläche einer weissglühenden Kathode in der hochtemperierten Bunsenflamme Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen erfolgt. Es sind zwei extreme Fälle zu unterscheiden für die Art, in welcher jene Erscheinung in der Erfahrung sich kund thut.

1) J. Stark, diese Zeitschr. **5**, 83, 1904.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. **7**, 417, 1902; diese Zeitschrift **5**, 51, 1904; Ber. d. d. Physik. Ges. **6**, 104, 1904.

Erstens sei der Fall betrachtet, dass der Elektrodenabstand so klein sei, dass die kathodische Ladungsschicht (Elektrizität in Gasen, S. 283) bis zur Anode reicht, dass also eine Strecke der Strombahn mit räumlich konstantem Spannungsgefälle nicht vorhanden sei. Durch die elektrische Konzentrationsänderung wird in der kathodischen Ladungsschicht ein grosser Spannungsabfall bedingt; die kathodische Ladungsschicht ist bei konstanter Elektrodenspannung um so länger, je kleiner die Ionisation des Gases ist. Unter den gemachten Voraussetzungen wird die Stromstärke mit steigender Elektrodenspannung erst schnell, dann immer langsamer wachsen, die Vi-Kurve wird mehr und mehr nach der Richtung der V-Achse sich biegen, sowie aber der Spannungsabfall in der kathodischen Ladungsschicht gross geworden ist und auf die freie Weglänge einiger negativer Ionen deren Ionisierungsspannung zu liegen kommt, wird mehr und mehr die Abnahme der Ionenzahl durch die Konzentrationsänderung kompensiert, di/dV wird konstant und bei weiter wachsender Elektrodenspannung beginnt es sogar ebenfalls zu wachsen, da immer mehr negative Ionen zur Ionisierung durch Stoss kommen; di/dV strebt dann nach Überschreitung des Wendepunktes der V,i-Kurve dem konstanten Werte in der positiven Lichtsäule zu. Der Wendepunkt und das Anwachsen von di/dV kann deswegen zustande kommen, weil die Schicht, in welcher Ionisierung durch Stoss statthat, von der Ordnung des Elektrodenabstandes ist. Hiermit ist die Erklärung des Wendepunktes der Kurven II und III in Fig. 1 und der Kurven II in Fig. 2 und 3 gegeben.

Zweitens kann die Dicke der kathodischen Ladungsschicht klein sein im Verhältnis zu dem übrigen Elektrodenabstand, so bei grossem Elektrodenabstand, in der reinen Bunsenflamme oder bei kleinem Abstand in einer salzhaltigen Flamme mit grosser Ionisation. In diesem Falle stellt sich in der kathodischen Ladungsschicht bei hoher Temperatur genau wieder, wie oben dargelegt wurde, Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen ein, der Spannungsabfall in ihr kann nur bis zu demjenigen der positiven Lichtsäule wachsen. Und wenn dieser Wert bei wachsender Ionisierung erreicht ist, wächst die Länge der kathodischen Ladungsschicht und auch ihr Widerstand nicht mehr, sondern bleibt für einen beträchtlichen Bereich der Elektrodenspannung konstant. Und da die Krümmung der V,i-Kurve durch das allmähliche Anwachsen des kathodischen Widerstandes bedingt wird, so muss auch di/dV konstant bleiben, die V,i-Kurve muss geradlinig verlaufen, sowie die Ionisierung durch Ionenstoss an der Kathode beträchtlich geworden ist. Der Wendepunkt kann deswegen bei grossem Abstand nicht so deutlich sichtbar werden, weil die Veränderung des kathodischen Widerstandes im Verhältnis zu dem Gesamtwiderstand kleiner ist als bei kleinem Elektrodenabstand.

Warum bei niedrigerer Temperatur der Kathode die Ionisierung und mit ihr der Wendepunkt in der V,i-Kurve schwieriger in Erscheinung tritt als bei höherer, dürfte seinen Grund darin haben, dass entsprechend der grösseren Gasdichte und der kleineren Weglänge der Ionen der Spannungsabfall grösser werden muss, damit die negativen Elektronionen ihre Ionisierungsspannung frei durchlaufen können (Fig. 3).

Von H. Starke[1]) und dem einen[2]) von uns ist der Verlauf der V,i-Kurve für grössere Elektrodenabstände in folgender Weise erklärt worden. In der unmittelbar an der Kathode liegenden Gasschicht ist totale Sättigung vorhanden, dagegen nicht im übrigen Teil der Flamme; aus diesem werden bei grösserer Elektrodenspannung in die kathodische Sättigungsschicht positive Ionen getrieben, so dass die Stromstärke weiter wachsen kann.

Nach den vorstehenden Versuchen und Darlegungen ist diese Erklärung nicht vollständig, sie giebt überdies keinen Aufschluss über den geradlinigen Teil der V,i-Kurve oder die Konstanz des kathodischen Widerstandes. Totale Sättigung kann nur in der unmittelbar an der Kathode liegenden Schicht eintreten, deren Spannungsabfall kleiner ist als die Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen. In dem übrigen Teil der kathodischen Ladungsschicht tritt, bevor Sättigung erreicht wird, Ionisierung durch Ionenstoss ein. Eine vollständige Theorie der elektrischen Leitung in Flammen hat diese Erscheinung zu berücksichtigen.

H. Starke (a. a. O. S. 41) scheint eine ähnliche Wirkung, wie sie hier angenommen ist, im Sinne gehabt zu haben. Er schreibt nämlich: „Ich nahm an, die Ionenerzeugung pro Zeiteinheit an einer Stelle hinge ab von der Anzahl an dieser Stelle bereits vorhandener, und zwar so, dass sie um so grösser wäre, je weniger Ionen sich an der betreffenden Stelle befinden. Dann würde die hauptsächlichste Ionenerzeugung in dem grossen Gefälle an der Kathode vor sich gehen, der Strom im wesentlichen durch negative Ionen getragen werden, indessen der Potentialverlauf durch die langsam sich bewegenden und daher in grösserer Dichte vorhandenen positiven Ionen bedingt sein."

Wir möchten an dieser Stelle ausdrücklich bemerken, dass wir das Problem der elektrischen Strömung in Flammen weder in experimenteller

1) H. Starke, Ber. d. D. Physik. Ges. 6, 33, 1904.
2) J. Stark, diese Zeitschr. 5, 83, 1904.

noch in theoretischer Hinsicht für erledigt halten. Die Elektrochemie der Flammen dürfte einst einen ähnlichen Umfang gewinnen wie die Elektrochemie der Lösungen. In dem Vorhandensein von frei beweglichen elektrischen Elementarquanten, der Ionen, stimmen beide Gebiete überein. Durch das Auftreten negativer Elektronionen neben Atomionen wird das theoretische Bild der Flammen reicher. Analog den inneren elektromotorischen Kräften in Lösungen, herrührend von Konzentrationsunterschieden oder von Unterschieden des Mediums, dürfen wir bei den Flammen ebenfalls innere elektromotorische Kräfte erwarten, jedenfalls infolge von Konzentrationsunterschieden, zumal hier die absolute Temperatur sehr hoch ist; über diese inneren elektromotorischen Kräfte in Flammen wissen wir noch so gut wie gar nichts. Weiter tritt uns bei Flammen bei grossem Spannungsgefälle die Ionisierung durch Ionenstoss entgegen. Endlich muss die Spektralanalyse an der Elektronik der Flammen ein hervorragendes Interesse gewinnen, nachdem durch eine Untersuchung des einen[1]) von uns der Zusammenhang zwischen Leuchten und Ionisation in Flammen experimentell erwiesen ist. Bei dieser Mannigfaltigkeit zumeist noch ganz unerforschter elektrischer Erscheinungen in Flammen wäre es durchaus verfrüht, jetzt schon eine detaillierte quantitative Theorie der elektrischen Leitung in Flammen geben und an die Ermittelung von Konstanten gehen zu wollen. Wir betrachten unsere Untersuchungen auf diesem Gebiete nur als vorläufige zum Zweck einer Analyse des Erscheinungskomplexes. Es kann sich vorderhand nicht um eine Theorie, sondern nur um klare experimentell gut begründete theoretische Gesichtspunkte handeln und die wichtigsten unter diesen dürften sein: Volumenionisation und Vorhandensein negativer Elektronionen.

§ 3. **Versuche mit Calciumoxyd-Elektroden.** Es scheint ausser der oben gegebenen Erklärung des Auftretens eines Wendepunktes in den V,i-Kurven für kleine Elektrodenabstände noch eine andere möglich zu sein. Durch J. J. Thomson[2]), O. W. Richardson[3]) und A. Wehnelt[4]) weiss man, dass Metalle und gewisse Metallverbindungen bei hoher Temperatur negative Elektronen ausstrahlen. Der eine von uns hat in einer Ionentheorie[5]) des Lichtbogens dargelegt, dass die Kathode unter der Wirkung der sie treffenden positiven Ionen höher temperiert und zur Ausstrahlung negativer Elektronionen veranlasst werden kann. Man könnte nun eine ähnliche Wirkung auch bei den obigen Versuchen mit reinen Platinelektroden vermuten und das Anwachsen von di/dV hinter dem Wendepunkt zurückführen auf eine Ausstrahlung negativer Elektronen durch die Kathode unter der Wirkung der auftreffenden positiven Ionen. Bei einer reinen Platinelektrode ist indes diese Erklärung kaum richtig. Wie sich gezeigt hat, ist nämlich die Ausstrahlung negativer Elektrizität durch reines Platin eine sehr geringe. Und wäre die Erklärung für die reine Bunsenflamme zutreffend, so müsste sich der Wendepunkt auch für eine Kaliumflamme zeigen, da in dieser der Spannungsabfall und auch die Stromleistung an der Kathode noch grösser ist als in der reinen Flamme.

Nun aber kann man Elektroden verwenden, welche in der That schon bei Rot- und Weissglut in der Flamme reichlich negative Ionen ausgeben. Entsprechend der Beobachtung Wehnelts, dass gewisse Metallverbindungen bei erhöhter Temperatur negative Elektrizität ausstrahlen, hat der eine[1]) von uns eine mit Calciumoxyd bedeckte Platinkathode mit Erfolg zur Verminderung des Spannungsabfalles an ihr verwendet. Für eine Calciumoxydkathode war darum für kleine Elektrodenabstände ein Wendepunkt in der V,i-Kurve zu erwarten, unabhängig davon, ob Salzdampf in der Bunsenflamme vorhanden war oder nicht. Diese Erwartung bestätigte sich denn auch vollkommen.

Die Fig. 4 zeigt den Unterschied in dem Verhalten der reinen drahtförmigen Platin- und

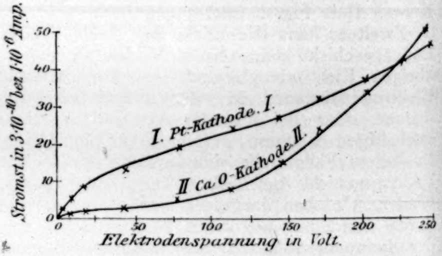


Fig. 4.

einer Calciumoxydkathode bei dem gleichen Elektrodenabstand 0,16 mm und einem sehr grossen Vorschaltwiderstand. Damit beide Kurven in derselben Figur vereinigt werden konnten, sind die Ordinaten der Kurve II (Calciumoxydkathode) in einem 3000 mal kleineren Massstab gezeichnet als diejenigen der Kurve I (Platinkathode). Calciumoxyd auf der Anode hat keinen Einfluss auf den Verlauf der Kurven.

1) F. L. Tufts, vergl. eine demnächst erscheinende Mitteilung über den Zusammenhang zwischen der Helligkeit und der Ionisation in Flammen.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **48**, 547, 1899.
3) O. W. Richardson, Phil. Trans. **201**, 497, 1903.
4) A. Wehnelt, Erlanger Ber. 150, 1903.
5) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 693, 1903.

1) F. L. Tufts, diese Zeitschr. **5**, 76, 1903.

Fig. 5 giebt mehrere V,i-Kurven für eine Calciumoxydkathode bei verschiedenen Elektrodenabständen. Wie man sieht, rückt der Wendepunkt der V,i-Kurven nach um so kleineren Werten der Elektrodenspannung, je kleiner der Elektrodenabstand wird. Diese Abhängigkeit erklärt sich daraus, dass mit wachsendem Elektrodenabstand ein immer grösserer Bruchteil der Elektrodenspannung auf das Innere der Flamme rückt, deren Widerstand ja jetzt von der Ordnung des kathodischen Widerstandes ist (vergl. Tufts a. a. O.). Eine um

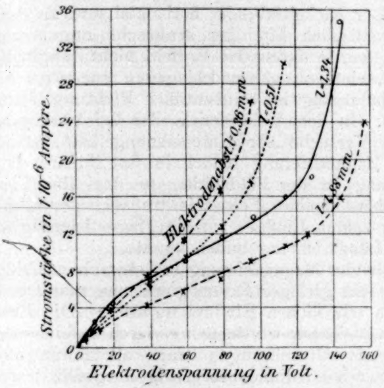


Fig. 5.

so grössere Elektrodenspannung muss darum angewendet werden, um wieder den früheren Spannungsabfall und damit die Neuerzeugung von Ionen an der Kathode herzustellen.

Beim Vergleich der V,i-Kurven mit Wendepunkten für den Fall reiner Platin- und für den Fall von Calciumoxydkathoden fällt auf, dass in jenem Fall die Steigerung der Stromstärke hinter dem Wendepunkt nur sehr langsam ein Vielfaches ihres Wertes vor dem Wendepunkt wird, während im zweiten Falle die Zunahme sehr rasch erfolgt. Dies dürfte in folgender Weise zu erklären sein. An Calciumoxydkathoden hat man bei grossem Spannungsabfall zwei Erscheinungen, erstens die Ionisierung des Gases durch Ionenstoss in einigem Abstand von der Kathode wie bei reinen Platinelektroden, zweitens die Ausstrahlung negativer Elektronen durch das Oxyd unter der Wirkung auftreffender positiver Ionen. Indem beide Wirkungen sich gegenseitig Ionen liefern (negative Elektronen für die Ionisierung, positive Ionen für die Ausstrahlung), kann eine grosse Steigerung in der Gesamtwirkung, der Erhöhung der Stromstärke eintreten.

§ 4. Zündung des Lichtbogens an Metalloxyden in Flammen. Wie der eine von uns in der von ihm gegebenen Ionentheorie des Lichtbogens dargelegt hat, besteht die Existenzbedingung des Lichtbogens darin, dass die Kathode unter der Wirkung auftreffender positiver Ionen eine so hohe Temperatur annimmt, dass eine intensive Ausstrahlung negativer Ionen erfolgt. Weiter zeigte er (diese Zeitschr. **5**, 81, 1904), dass der sekundäre Glimmstrom in verdünnten Gasen an kleinen Metalloxydpartikeln leicht durch Steigerung der Stromstärke in einen Lichtbogen zu verwandeln ist. Nach dem obigen Resultat, dass an einer Calciumoxydkathode in einer Flamme bei kleinem Elektrodenabstand durch Erhöhung der Elektrodenspannung eine Ausstrahlung negativer Elektronen unter der Wirkung auftreffender positiver Ionen erfolgt, war zu erwarten, dass auch in diesem Falle die gemischt unselbständige Strömung (sekundärer Glimmstrom) in einen Lichtbogen sich verwandeln würde bei weiterer Zunahme der Elektrodenspannung. Diese Erwartung hat sich bestätigt.

Nach Überschreiten des Wendepunktes in der V,i-Kurve für Calciumoxydelektroden steigt die Stromstärke sehr rasch an, gleichzeitig beobachtet man eine Zunahme der Glühintensität der Kathode und plötzlich hat sich zwischen den Elektroden ein Lichtbogen von grosser Stromstärke hergestellt. Deren Grösse hängt ab von dem Widerstand des Stromkreises. Entsprechend dem Umstand, dass der Lichtbogen eine Minimalspannung besitzt, konnte er auch in dem vorliegenden Falle unterhalb von etwa 50 Volt Elektrodenspannung nicht erhalten werden.

Fig. 6 zeigt für verschiedene Elektrodenabstände die Verwandlung der gemischt unselbständigen Strömung an Calciumoxydkatho-

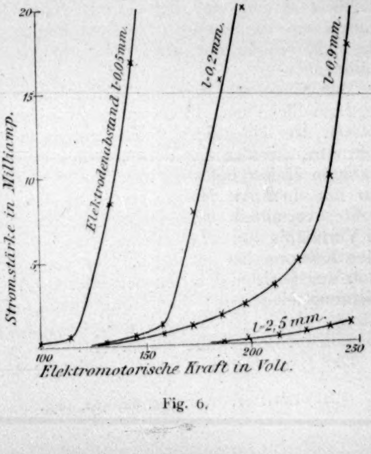


Fig. 6.

den in einen schwachen Lichtbogen bei 5000 Ohm Vorschaltwiderstand. Die Verwandlung in den Lichtbogen erfolgt bei einer um so kleineren elektromotorischen Kraft, je kleiner der Elektrodenabstand und der Vorschaltwiderstand ist.

Göttingen, 5. Februar 1904.

(Eingegangen 7. Februar 1904.)

Über das Vorhandensein von Villaris kritischem Punkt bei Nickel.

Von K. Honda und S. Shimizu.

Die Magnetisierung von Eisen wird durch Spannung erhöht; sie erreicht ein Maximum und nimmt dann bei noch weiterer Zunahme der Spannung ab, und zwar nimmt die Magnetisierung schliesslich kleinere Werte als den Anfangswert an. Auf der die Beziehung zwischen Spannung und Magnetisierungsveränderung ausdrückenden Kurve heisst der Punkt, bei dem die Veränderung gleich Null wird, Villaris kritischer Punkt. A. Heydweiller[1]) stellt auch bei Nickel das Vorhandensein eines solchen Punktes in sehr schwachem Felde fest, so dass der Unterschied zwischen Eisen und Nickel mit Bezug auf den Einfluss elastischer Spannung auf die Magnetisierung nur ein quantitativer wäre. Nach der Heydweillerschen Arbeit zu urteilen, ist jedoch der Versuch nicht so einwandsfrei, dass in Bezug auf das Vorhandensein eines kritischen Punktes kein Zweifel mehr bliebe. Aus diesem Grunde wurde vorliegende Untersuchung unternommen, bei der derselbe Versuch nach einer anderen Methode wiederholt wird.

Wir experimentierten mit einem dicken Nickelstab (Durchmesser gleich 1,038 cm, Länge gleich 21,0 cm) und legten mit Hilfe eines Hebels eine Spannung oder Kompression an, die nicht grösser war, als 0,63 kg pro Quadratmillimeter.

Der Nickelstab war an beiden Enden fest an 2 cm dicke und 10 cm lange Messingstäbe gelötet. Der eine dieser Stäbe endigte in eine Schraube, mit der das Versuchsstück an einen kräftigen Halter befestigt war, und der andere war mit einer Art Haken versehen, der dazu diente, vermittels eines Hebels, dessen Arme im Verhältnis von 9:1 standen, eine Spannung oder Kompression anzulegen. Der verbundene Stab war horizontal in magnetischer Ost-West-Richtung eingestellt; die Magnetisierungsspule (Länge gleich 30 cm und $4\pi n = 379{,}8$) war koaxial mit dem Stabe angebracht.

Die Magnetisierung wurde nach der ballistischen Methode gemessen. Die Sekundärspule zum Messen der Induktion war dabei im Inneren der Magnetisierungsspule befestigt; sie war in Serie mit einem Galvanometer von geringem Widerstande angebracht, dessen Schwingungsperiode ungefähr 10 Sekunden betrug. Die von dem Magnetisierungsfeld allein herrührende Induktion wurde in gewohnter Weise kompensiert. Die Empfindlichkeit des Galvanometers war derartig, dass eine Veränderung der Magnetisierungsintensität von einer Einheit einen Ausschlag von 23 Teilstrichen auf der Skala ergab.

Der Nickelstab, der horizontal und zu dem magnetischen Meridian senkrecht angebracht war, wurde durch das Erdfeld nicht longitudinal beeinflusst, während hingegen eine schwache Beeinflussung in transversaler Richtung stattfand. In dem Feldbereich, das bei vorliegendem Versuche zur Untersuchung kam, stand die Magnetisierung jedoch in fast linearer Beziehung zu der Feldstärke, so dass das Vorhandensein eines Feldes in transversaler Richtung keinen Einfluss auf die Magnetisierung in der Längsrichtung haben konnte.[1])

Bei der Magnetisierung in schwachem Felde kann ein geringer Restmagnetismus manchmal einen erheblichen Einfluss ausüben. Die Entmagnetisierung wurde daher durch aufeinander folgende Umkehrungen eines allmählich abnehmenden Stromes sorgfältig ausgeführt; um einen etwa vorhandenen Restmagnetismus festzustellen, wurde ein Magnetometer in möglichster Nähe des einen Endes des Versuchsstückes angebracht. Auf diese Weise waren wir imstande, einen Restmagnetismus von $^1/_{100}$ (C. G. S.-Einheit) wahrzunehmen. Wenn die Entmagnetisierung sorgfältig ausgeführt wurde, zeigte das Magnetometer keine Spur von Magnetismus.

Wie Lord Rayleigh und andere gezeigt haben, wird die Magnetisierung weichen Eisens in schwachem Felde durch das Vorhandensein des Zeiteffektes kompliziert. Dieser lässt sich nach der ballistischen Methode nicht feststellen. Wenn er beträchtlich ist, lässt sich daher die ballistische Methode nicht mit Sicherheit verwenden. Aus diesem Grunde war es nötig, erst die Erscheinung beim Nickel zu untersuchen. Der Vorversuch in einer ähnlichen Anordnung, wie sie Lord Rayleigh benutzt hat, zeigte, dass der Zeiteffekt beim Nickel kleiner war als 1 Prozent des Gesamtmagnetismus.

Die Beobachtung wurde in folgender Reihenfolge vorgenommen: zuerst wurde die Kompensation der Sekundärspule bewirkt; hierauf wurde der zu untersuchende Nickelstab in der Magne-

1) Heydweiller, Wied. Ann. **52**, 462, 1894.

1) K. Honda, Journ. Sc. Coll. **11**, 283, 1899.

tisierungsspule angebracht und in deren Axiallinie horizontal befestigt, wobei darauf geachtet wurde, die Vorrichtung so einzustellen, dass man beim Anlegen von Spannung oder Kompression keine seitliche Verschiebung des Stabes hervorrief. Nachdem hierauf die Entmagnetisierung in sorgfältiger Weise bewirkt worden war, wurde die Beobachtung vorgenommen.

Wir massen die Magnetisierung unter konstanter Spannung oder Kompression. Eine Spannung verminderte stets die Magnetisierung, während eine Kompression eine Erhöhung zur Folge hatte. Der Betrag der Magnetisierungsveränderung war zur Spannung oder Kompression fast proportional. Das kleinste Feld (äusseres Feld-Entmagnetisierungskraft), das bei vorliegenden Versuchen untersucht wurde, betrug 0,01 C. G. S.-Einheiten und die entsprechende Magnetisierungsstärke 0,08.

Die Wirkung einer Veränderung der Spannung oder Kompression bei konstantem Felde wurde hierauf untersucht. Wenn man zunächst Spannung anlegt, so nimmt die Magnetisierung zu, und ebenso nimmt sie wieder zu, wenn man die Spannung nachlässt. Ein darauf folgendes Anlegen von Spannung hat stets eine Verminderung und ihr Aufheben eine Erhöhung der Magnetisierung zur Folge. Die Wirkung einer Kompression ist entgegengesetzt zu der einer Spannung. Das erste Anlegen einer Kompression hat eine Erhöhung und ihr Aufheben eine Verminderung der Magnetisierung zur Folge, welche zur Kompression fast proportional geht; darauf folgendes Anlegen und Aufheben hat bezw. eine Zunahme und eine Abnahme der Magnetisierung zur Folge. Die Magnetisierungsveränderung ist bei Kompression für denselben Betrag elastischer Wirkung stets etwas grösser als bei Spannung.

Die Wirkung eines Kreisprozesses, bei dem Spannungen und Kompressionen angelegt wurden, wurde gleichfalls untersucht; das Ergebnis stand mit dem, was nach obigem Versuch zu erwarten war, durchaus im Einklang. Wir untersuchten hierauf die Magnetisierung bei konstanter Kompression; in diesem Falle nahm die Kompression von 0 bis auf 0,551 kg pro Quadratmillimeter zu, hierauf von 0,551 kg bis auf —0,559 (Spannung) ab, und wurde schliesslich gleich Null. Das Ergebnis stand in vollkommener Übereinstimmung mit obigen Versuchen.

Wir untersuchten auch den Einfluss von Spannung und Kompression auf die Magnetisierung, nach dem man auf den Nickelstab geklopft hatte. Die Anfangswirkung einer Spannung oder Kompression fehlte, wohingegen das allgemeine Ergebnis dasselbe wie in früheren Fällen war.

Diese Versuche wurden, was das Feld und die elastische Wirkung anbelangt, unter denselben Bedingungen ausgeführt, unter denen Heydweiller den Villarischen kritischen Punkt beobachtete. Wir fanden jedoch bei dem für unsere Versuche benutzten Nickel nicht in allen Fällen einen solchen Punkt.

Bei dem Heydweillerschen Versuch war der Versuchsdraht 1,5 mm dick und 46 cm lang. Das Verhältnis der Länge zum Durchmesser war daher 15 mal so gross wie bei unserem Stabe. Obwohl der Draht in einem sorgfältig an ihm befestigten Glasrohr komprimiert wurde, hätte ein elastischer Zug in der Höhe von 2,5 kg pro Quadratmillimeter doch eine permanente elastische Veränderung im Draht hervorrufen müssen. Diese Veränderung ist wahrscheinlich die Hauptursache der von Heydweiller beobachteten Erscheinung, und in diesem Falle würde die Erscheinung nicht Villaris kritischem Punkt bei Eisen entsprechen.

Tokyo, 5. Dezember 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 11. März 1904.)

Über Villaris kritischen Punkt beim Nickel.

(Entgegnung an die Herren Honda u. Shimizu.)

Von Adolf Heydweiller.

In den Jahren 1893 und 1894 habe ich Versuche mitgeteilt, aus denen die Existenz des Villarischen kritischen Punktes beim Nickel in schwachen Feldern und bei schwachen Zugkräften sich mit voller Sicherheit ergab.[1]) Die Herren Honda und Shimizu veröffentlichen nun soeben eine kurze Mitteilung[2]) von Versuchen, bei denen sie diese Erscheinung nicht haben finden können und bestreiten darin die Richtigkeit meiner Beobachtungen. Das letztere ist meines Erachtens unberechtigt. Gegenüber einem sicheren positiven Befund hat ein unter wesentlich verschiedenen Versuchsbedingungen erhaltener negativer geringe Beweiskraft. Ihr Versuch, meine Ergebnisse auf Verbiegungen des Drahtes durch ausgeübte Druckkräfte zu erklären, ist als unrichtig zurückzuweisen, da das Phänomen auch ohne vorgängige Anwendung solcher Druckkräfte auftritt, wie aus meinen Mitteilungen deutlich hervorgeht. Und nicht nur ich selbst habe die Villarische Wirkung beim Nickel mit zwei verschiedenen Versuchsanordnungen in Würzburg und Strassburg oft wiederholt beobachtet, sondern auch

1) A. Heydweiller, Sitzungsber. d. phys.-med. Ges. Würzburg, 11. März 1893; Phil. Mag. (5) **35**, 469, 1893; Wied. Ann. **52**, 462, 1894.

2) K. Honda und S. Shimizu, Tokyo Phys.-Math. Soc. Reports **2**, Nr. 7; diese Zeitschr. **5**, 253, 1904.

Herr G. S. Meyer[1]) mit anderer Anordnung, anderer Drahtsorte und ohne jede Anwendung von Druckkräften; letzterer konnte auch dieselbe Wirkung beim Kobalt feststellen. Der Misserfolg der Herren Honda und Shimizu muss also auf ungeeignete Versuchsbedingungen zurückgeführt werden. Diese liegen meines Erachtens in der Verwendung eines zu dicken und kurzen Stabes (1:20 cm), bei dem die Quermagnetisierung durch den gesamten Erdmagnetismus bei horizontaler, ostwestlicher Lage des Stabes verhältnismässig sehr gross war, und der sich nach meinen Erfahrungen durch blosse Anwendung wechselnder Felder von abnehmender Stärke nicht in denjenigen molekularmagnetischen Zustand bringen lässt, der die Vorbedingung für das Auftreten der Villarischen Wirkung ist. Es entspricht dem auch, dass die Verf. für die Magnetisierungszahl des Nickels in schwächsten Feldern das Sechsfache des Wertes finden, den ich selbst bei noch erheblich grösseren Feldstärken neuerdings erhielt.[1])

1) G. S. Meyer, Dissertation Strassburg 1895, Wied. Ann. **59**, 134, 1896.

1) A. Heydweiller, Boltzmann-Festschrift, S. 9, 1904.

Münster i. W., Physik. Inst. d. Univ. März 1904.

(Eingegangen 15. März 1904.)

BESPRECHUNGEN.

F. W. Küster, Logarithmische Rechentafeln für Chemiker. 4. neuberechnete und erweiterte Auflage. gr. 8. 99 S. Leipzig, Veit & Co. 1904. Geb. M. 2,—.

Es gereicht dem Referenten zur besonderen Freude, schon wieder von einer Auflage dieser so äusserst praktischen und wertvollen Rechentafeln berichten zu können. Man kann das Erscheinen einer neuen Auflage mit dem Verfasser als ein erfreuliches Zeichen dafür ansehen, dass man sich rasch dem angestrebten Ziele der Erreichung einheitlicher Rechengrundlagen für die Chemiker und Physikochemiker aller Länder nähert. Auch im Auslande finden die Küsterschen Tafeln immer weitere Verbreitung. Prinzipielle Veränderungen haben nicht stattgefunden, doch sind einige Tabellen erweitert worden. Einer Empfehlung des schon längst in vorteilhaftester Weise bekannten Büchleins bedarf es nicht.

Emil Bose.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Preisaufgaben.

Prof. Dr. J. H. van't Hoff hat das ihm zukommende Redaktionshonorar für den Band 46 (Jubelband für W. Ostwald) der Zeitschrift für physikalische Chemie zur Stellung folgender Preisaufgabe bestimmt: „Es soll die Litteratur über katalytische Erscheinungen in möglichster Vollständigkeit gesammelt und systematisch geordnet werden." Die zur Bewerbung bestimmten Arbeiten sind bis zum 30. Juni 1905 bei der Redaktion der Zeitschrift für physikalische Chemie, Leipzig, Linnéstrasse 2, in der üblichen Form (mit dem Kennwort und dem Namen des Verfassers in verschlossenem Umschlag) unter der Aufschrift „Zur Preisbewerbung" einzureichen. Der Preis beträgt 1200 Mark und wird ganz oder geteilt vergeben werden. Preisrichter sind die Professoren Dr. J. H. van't Hoff, Dr. S. Arrhenius, Dr. W. Ostwald.

Die mathematisch-naturwissenschaftliche Sektion der Fürstl. Jablonowskischen Gesellschaft in Leipzig hat für die Jahre 1904—1907 folgende Preisaufgaben gestellt:

1. Für das Jahr 1904: Kritische Erörterungen über die bisherigen Versuche, die Vorgänge bei der chemischen Differenzierung der Gesteinsmagmen zu erklären, sowie weitere Untersuchungen, welche geeignet sind, unter Berücksichtigung der natürlichen Vorkommnisse die mannigfachen, auf diesem Gebiete noch offen stehenden Fragen ihrer Lösung näher zu führen.

2. Für das Jahr 1905: Eine kritische Untersuchung über die Ursachen, die Mechanik und die Bedeutung der Plasmaströmung in den Pflanzenzellen.

3. Für das Jahr 1906: Eine Untersuchung der den Bernoullischen Zahlen analogen Zahlen, namentlich im Gebiete der elliptischen Funktionen, welche die komplexe Multiplikation zulassen.

4. Für das Jahr 1907: Eingehende und einwandfreie experimentelle Untersuchungen, die einen wesentlichen Beitrag zur Feststellung der Gesetze der lichtelektrischen Ströme liefern.

Der Jahresbericht, der ausführlichere Mitteilungen über die gestellten Preisaufgaben enthält, ist durch den Sekretär der Gesellschaft, Geh. Hofrat Prof. Dr. Wilhelm Scheibner in Leipzig, Schletterstrasse 8, zu beziehen.

Der Preis für jede gekrönte Abhandlung beträgt 1000 Mark.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Dr. Felix Exner für Meteorologie an der Universität Wien. Dr. E. Fischer für Mathematik an der technischen Hochschule zu Brünn. Dr. Max Breslauer für Maschineningenieurwesen an der technischen Hochschule Berlin.

Es wurde berufen: zum Ordinarius für Schiffbaukunde in Danzig Oberingenieur Johann Schütte aus Bremerhafen. Zum Ordinarius für Maschinenbau in Darmstadt E. v. Rössler aus Hannover.

Es starb: der Privatdozent für Elektrotechnik an der technischen Hochschule in Hannover Prof. W. Thiermann.

Gesuche.

Promovierter Physiker

sucht Stellung in einem Physikal. Institute oder sonstigem Physikalischen Laboratorium. Gefl. Anträge unter „EMK" befördert diese Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.